

N° D'ORDRE :

25

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

LOUIS AVAN

1^{re} THÈSE. — LA COMPOSANTE PÉNÉTRANTE DU RAYONNEMENT COSMIQUE AUX GRANDES PROFONDEURS.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 15 octobre 1955 devant la Commission d'examen.

MM. M. SCHERER *Président.*

M. MORAND	} <i>Examineurs</i>
P. LE ROUX	
J.-L. COJAN	

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1956

N° D'ORDRE :

25

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

LOUIS AVAN

1^{re} THÈSE. — LA COMPOSANTE PÉNÉTRANTE DU RAYONNEMENT
COSMIQUE AUX GRANDES PROFONDEURS.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 15 octobre 1955 devant la Commission d'examen.

MM. M. SCHERER *Président.*

M. MORAND
P. LE ROUX } *Examineurs.*
J.-L. COJAN }



PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1956

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

Doyen : M. F. MOREAU

Assesseur : M. LOZAC'H

Personnel enseignant :

MM. MOREAU	Professeur (Botanique).
DANGEARD	Professeur (Géologie et Paléontologie).
SCHERER	Professeur (Physique générale et Minéralogie).
LOZAC'H	Professeur (Chimie générale).
APERY	Professeur (Calcul différentiel et intégral).
PAILLOUX	Professeur (Mécanique rationnelle).
JACQUET	Professeur (Microbiologie).
BOCQUET	Professeur (Zoologie).
COLOMBANI	Professeur (Physique).
LE ROUX	Professeur sans Chaire (Physique appliquée).
Mme WALTER-LÉVY	Professeur sans Chaire (Chimie).
MM. REY	Professeur sans Chaire (Zoologie).
BACHELET	Maître de Conférences (Chimie générale).
VIALLE	Maître de Conférences (Chimie organique et bio- logique).
HERVE	Chargé d'Enseignement (Mathématiques).
COJAN	Maître de Conférences (Physique).
SCHNELL	Maître de Conférences (Botanique).
GRAFF	Maître de Conférences (Chimie).
CAMPBELL	Maître de Conférences (Mathématiques).
Mme LE ROUX	Maître de Conférences Adjoint (Zoologie).
Mme R. CHAUVENET	Chef de Travaux (Chimie).
MM. MESLIN	Chef de Travaux (Botanique).
PARÉYN	Chef de Travaux (Géologie).
MABBOUX-STROMBERG	Chef de Travaux (Physique).
LEGRAND	Chef de Travaux (Chimie).
ROMANET	Chef de Travaux (Zoologie).
SAUDRAY	Chef de Travaux (Zoologie).
Mlle THIEULIN	Assistante (Chimie).
M. MARIE	Assistant (Physique).
Mme GHINEA	Assistante (Mathématique).
MM. DOGUET	Assistant (Botanique).
HAMELIN	Assistant (Physique).
BOULLARD	Assistant (Botanique).
Mme STEEG	Assistante (Microbiologie).
Mlle LEMAITRE	Assistante (Géologie).
Mme BAUDUIN	Assistante (Zoologie).
MM. SAUSSEY	Assistant (Zoologie).
MOLLIER	Assistant (Chimie).

M. R. CAUCAL, Secrétaire Principal des Facultés.

A MON MAÎTRE

MONSIEUR LE PROFESSEUR SCHERER

En témoignage de ma bien vive reconnaissance.

A MON FILS PAUL



Digitized by the Internet Archive
in 2026

J'ai réalisé ce travail en collaboration avec ma femme, Madeleine Avan-Fauny, sous la direction de M. le Professeur M. Scherer. Je fais partie depuis 1949 du Laboratoire de Recherches qu'il a créé à l'Université de Caen. Il m'a initié à l'étude du Rayonnement Cosmique et n'a cessé de guider mes expériences sur la Composante pénétrante aux grandes profondeurs. Je lui exprime ici ma plus profonde reconnaissance.

La bienveillance de M. le Professeur M. Morand a été pour moi un grand encouragement. Je l'en remercie vivement.

Je remercie spécialement M. le Professeur P. Le Roux pour l'intérêt qu'il a porté à mes recherches, et pour les conseils judicieux qu'il m'a donnés en toutes occasions.

Les expériences ont été facilitées par la compréhension de la Direction de la Société Minière de Produits Chimiques. M. Fortin, Directeur des Mines de Fer de May-sur-Orne, au début de mes recherches — décédé accidentellement en 1952 — puis M. Audemard, Directeur, M. Castanet, Ingénieur du fond, M. Dalhuin, chef d'exploitation, et MM. Schlutz et Derelle, Chefs mineurs, nous ont toujours témoigné beaucoup de bienveillance. A tout le personnel de la Direction, de la Maîtrise, et à tous les mineurs du fond, j'adresse l'expression de ma reconnaissance.

Je remercie Madame A. Hee, Professeur à l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg (qui a participé aux mesures de radioactivité), M. le Professeur K. Greisen, de l'Université de Cornell (U. S. A.), M. le Professeur S. Hayakawa, de l'Université d'Osaka (Japon), et M. R. Maze, Chargé de Recherches au C. N. R. S., pour de très fructueux échanges de vues.

J'ai fait un stage de deux mois au Centre de Physique nucléaire de l'Université libre de Bruxelles. Je suis reconnaissant à Miss C. Dilworth-Occhialini et à M. G. Vanderhaeghe de l'aide qu'ils m'ont apportée.

Les émulsions en gel nous ont été fournies dans d'excellentes conditions par le Docteur Waller et la Maison Ilford Limited (Londres).

Depuis 1953 j'ai bénéficié d'une allocation de Recherches du Centre National de la Recherche Scientifique.

LA COMPOSANTE PÉNÉTRANTE DU RAYONNEMENT COSMIQUE AUX GRANDES PROFONDEURS

Par Louis AVAN

SOMMAIRE. — L'étude expérimentale de la composante pénétrante du rayonnement cosmique aux grandes profondeurs permet d'analyser les divers modèles théoriques de création des mésons μ de grande énergie, et leur interaction avec la matière.

INTRODUCTION

Filiation $\pi - \mu$. — Les collisions de rayons cosmiques primaires : nucléons ou noyaux lourds, avec les noyaux de l'atmosphère, engendrent en grande altitude, une production importante de nucléons secondaires et de mésons, notamment de mésons π et K : les mésons π sont des particules de Bose-Einstein, à spin entier (0), définis par leurs masses (en unités de masse électronique m_e) :

$$m_{\pi^+} = 273,4 \pm 0,2 \quad (67)$$

$$m_{\pi^-} = 272,5 \pm 0,3 \quad (67)$$

$$m_{\pi^-} - m_{\pi^0} = 10,6 \pm 2,0 \quad (53)$$

leurs vies moyennes :

$$t_{\pi^+} = 2,53 \pm 0,10 \cdot 10^{-8} \text{ seconde} \quad (43, 47)$$

$$t_{\pi^-} = 2,92 \pm 0,32 \cdot 10^{-8} \text{ seconde} \quad (11)$$

$$t_{\pi^0} = 3 \cdot 10^{-14} \text{ seconde} \quad (1)$$

et leurs grandes constantes de couplage nucléaire (type de Yukawa). Ils constituent, avec les protons, les neutrons primaires ou secondaires, l'essentiel de la composante dite « N » du rayonnement cosmique qui se propage jusqu'au niveau de la mer. En dehors de leur absorption

(1) Les mesures les plus récentes de masses et de vies moyennes semblent conduire aux mêmes valeurs pour les mésons π^+ et π^- . La vie moyenne du π^0 est probablement plus faible ($t_{\pi^0} \sim 4 \cdot 10^{-15}$ seconde).

nucléaire décrite par une loi exponentielle, les mésons π , positivement ou négativement chargés, peuvent se désintégrer au repos ou en vol et donner naissance aux mésons μ suivant le schéma « à deux corps » :

$$\pi \rightarrow \mu + \nu$$

ν est le neutrino de masse ~ 0 et de spin $\frac{1}{2}$.

Données fondamentales relatives aux mésons μ . — Le méson μ ainsi créé est caractérisé par sa masse :

$$m_{\mu} = 207 m_e \quad \text{et une vie moyenne relativement élevée,} \\ t_{\mu} = 2,15 \cdot 10^{-6} \text{ seconde.}$$

La désintégration spontanée du méson μ , avec émission d'un électron non monocinétique est interprétée par le schéma « à trois corps » :

$$\mu \rightarrow \beta + 2\nu. \quad (27)$$

L'hamiltonien relatif à cette interaction est :

$$g_2 \int (\mu^* e \nu^* \nu + e^* \mu \nu^* \nu) d\Omega.$$

μ, e, ν : opérateurs de transition ; les éléments de matrice correspondant à la désintégration :

$$\mu \rightarrow e + 2\nu \\ \text{sont en } g_2/\Omega.$$

Ω : volume de normalisation.

Il existe un processus de désintégration forcée du méson négatif, résultant de la capture du méson μ^- au voisinage d'un noyau, sans qu'il y ait émission d'électron (71) $P + \mu^- \rightarrow N + \nu$.

La compétition entre ces deux processus a été étudiée par Conversi, Pancini et Piccioni (19) et précisée par les expériences de Valley et Rossi (73). La désintégration forcée est négligeable dans les éléments légers et prédominante dans les éléments lourds. La vitesse de transition des deux désintégrations est approximativement la même dans le sodium ($Z=11$) (69) (70).

Les constantes de couplage g de ces deux désintégrations exprimées en ergs $\times$ cm³, sont très voisines de la constante de désintégration β .

Pour la désintégration β (élément de matrice en g_1/Ω) :

$$g_1 = 2 \cdot 10^{-49} \text{ ergs} \times \text{cm}^3.$$

Pour la désintégration spontanée du méson μ :

$$g_2 = 3,3 \cdot 10^{-49} \text{ ergs} \times \text{cm}^3.$$

Pour la désintégration forcée du méson μ :

$$g_3 = 1,3 \cdot 10^{-49} \text{ ergs} \times \text{cm}^3.$$

Pour apprécier l'ordre de grandeur de la constante g_2 , par exemple, nous pouvons la rapporter au volume classique de l'électron :

$$\Omega = 4\pi/3 \cdot (e^2/m_e c^2)^3 = 9,4 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2.$$

$$g_2/\Omega = 3,5 \cdot 10^{-12} \text{ ergs} = 2,1 \text{ eV} (27).$$

Le potentiel d'interaction entre 2 nucléons est représenté par un trou de potentiel dont le rayon est égal au rayon classique de l'électron et dont la profondeur est de 20 MeV soit 10^6 fois (g_1/Ω). L'interaction nucléaire du méson μ est donc extrêmement faible. Les relations de désintégration indiquent que le méson μ obéit aux statistiques de Fermi-Dirac (spin semi-entier) ; l'étude de la dimension des bursts au niveau de la mer exclut le spin $\frac{3}{2}$ (16) (63). Il est donc normal d'attribuer au méson μ un spin $\frac{1}{2}$. Les expériences de Rainwater et Friedman (31) sur les niveaux d'énergie d'atomes « μ -mésoniques » confirment cette hypothèse.

Filiation K- μ . — Des observations directes à la chambre de Wilson et dans les émulsions nucléaires ont établi l'existence de mésons lourds (K) dont la masse est intermédiaire entre la masse du méson π et celle du proton. Ces mésons K sont issus de désintégrations nucléaires de grande énergie. Leur fréquence d'émission est peut-être comparable à celle des mésons π (hypothèse de Fermi). Ils se désintègrent eux-mêmes en un méson léger plus une ou deux particules neutres, suivant les 4 schémas probables (59).

$$\begin{array}{l|l} K_{\pi 3}^{\pm} (\equiv \tau^{\pm}?) \rightarrow \pi^{\pm} + 2\pi^0 & \begin{array}{l} m_{\tau} = 965.5 \pm 0,7 \\ t_{\tau} \approx 10^{-8} \text{ sec.} \end{array} \\ K_{\pi 2}^{\pm} (\equiv \chi^{\pm}) \rightarrow \pi^{\pm} + \pi^0 & m_{\chi} = 960 \pm 18 \\ K_{\mu 2}^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu & \begin{array}{l} m_{K_{\mu 2}} = 926 \pm 25 \\ t_{K_{\mu 2}} = 0,9 \cdot 10^{-8} \text{ sec.} \end{array} \\ K_{\mu 3}^{\pm} (\equiv x^{\pm}) \rightarrow \mu^{\pm} + 2\nu & m_x \sim 1100 \text{ (}^1\text{)} \end{array} \quad \begin{array}{l} (4,12) \\ \\ (50) \end{array}$$

(¹) Les travaux effectués à l'Université de Rochester indiquent que le schéma de désintégration du $K_{\mu 3}$ est plus probablement $K_{\mu 3} \rightarrow \mu + \pi^0 + \nu$. Les mésons $K_{\mu 2}$ et $K_{\mu 3}$ seraient donc des particules de Bose-Einstein. Les mesures de Fitch et Alvarez au Cosmotron de Brookhaven et au Bevatron de Berkeley donnent une vie moyenne $t_{K_{\mu 2}}$ comprise entre 1,1 et $1,3 \cdot 10^{-8}$ seconde.

L'existence d'une particule K_{β} est actuellement certaine.

L'indice 2 ou 3 indique le mode de désintégration en deux corps ou trois corps. Les deux derniers schémas peuvent apporter une contribution à la génération des mésons μ .

Nature de la composante pénétrante sous le sol. — Le rayonnement cosmique capté au niveau de la mer est donc un mélange de mésons π , K, μ et de nucléons (+ Y) associés à la composante molle : électrons et photons liés aux cascades nucléaires ou purement électromagnétiques.

Les premiers mètres de terre filtrent rapidement les nucléons et les mésons π ou K de l'atmosphère, à cause de leur faible vie moyenne et de leur interaction puissante avec la matière. Seuls subsistent les mésons μ et les particules secondaires qu'ils engendrent sous le sol : ces particules secondaires sont des électrons, des photons, des mésons et des nucléons eux-mêmes rapidement absorbés et qui sont donc « en équilibre » avec les mésons μ dits « primaires ».

L'identification de la composante pénétrante sous le sol avec les mésons μ est confirmée par diverses expériences (1).

1° La plupart des particules pénétrantes, détectées aux grandes profondeurs par la technique des compteurs de Geiger, sont en coïncidence temporelle avec des gerbes de l'air comportant au moins 400 électrons (8).

2° Le taux d'absorption des particules ionisantes observées sous 1 m de plomb placé à — 1 600 m d'eau est égal au taux d'absorption dans le roc (8).

3° L'excès positif des particules pénétrantes observées sous terre à — 50 m d'eau est égal à l'excès positif observé pour les mésons μ au niveau de la mer (dans un intervalle de moment $p\beta$ donné) (9).

4° La forme du spectre, la fréquence des mésons μ lents et des étoiles observées à — 20 ; — 30 ; — 60 m d'eau (32) et par nous-mêmes à — 300 ; — 580 ; — 1 280 m d'eau confirment cette identification.

Plan de travail. — Nous pouvons donc admettre que la composante pénétrante chargée aux grandes profondeurs est formée de mésons μ ou, plus généralement, de toute autre particule de Fermi-Dirac définie comme le méson μ par une vie moyenne élevée dans le système d'observation — et possédant comme lui une très faible interaction nucléaire.

Nous nous proposons d'étudier deux problèmes essentiels relatifs aux mésons μ sous terre.

A. Variation de l'intensité et de la loi de distribution de l'angle zénithal θ des mésons μ avec la profondeur.

B. Interaction des mésons μ avec la matière.

L'interprétation des équations de diffusion (13) (60) montre que la variation de l'intensité et des lois de distribution se rattache directe-

ment au mécanisme de production des mésons μ et à l'importance des deux types de filiation $\pi \rightarrow \mu$ et $K \rightarrow \mu$.

Le second problème est lié à l'interaction spécifique du champ de méson μ avec le champ nucléaire, au moment magnétique anormal des nucléons heurtés, et à la contribution des mésons π virtuels ou réels (42).

CHAPITRE PREMIER

Dispositif expérimental.

Coulage. Exposition. Développement des plaques photographiques nucléaires. — Nous avons utilisé la technique des émulsions nucléaires. Les émulsions Ilford G5, sensibles aux particules à charge unique extrêmement relativistes, conviennent parfaitement à l'étude de la composante pénétrante du rayonnement cosmique.

Coulage. — Afin d'éviter toute contamination pendant le transport, les émulsions reçues sous forme de « gel » sont coulées sur verre au laboratoire de base spécialement aménagé à la profondeur de — 1 280 m d'eau, niveau inférieur des mines de fer de May-sur-Orne (Société minière de Produits chimiques, siège de Saint-André).

Le degré hygrométrique est fixe et voisin de 45 p. 100 pendant l'exposition.

Exposition. — Les « chambres à émulsions » sont disposées horizontalement ou verticalement à trois profondeurs :

$$\begin{aligned} h_1 &= - 300 \text{ m d'eau,} \\ h_2 &= - 580 \text{ m d'eau,} \\ h_3 &= - 1\,280 \text{ m d'eau.} \end{aligned}$$

L'épaisseur des émulsions — 80 de 1 dm² au total pour les trois niveaux — varie entre 350 et 560 μ .

Les émulsions destinées aux mesures de longueurs et de distribution angulaire sont calibrées avant l'exposition et avant le développement. L'épaisseur e de ces plaques-témoins est estimée à 400 ± 10 microns. Le calcul du facteur de contraction après développement (2,3) permet de contrôler cette valeur.

Pendant les 4 mois d'exposition, les émulsions sont placées dans une protection de plomb de 40 cm $\times$ 40 cm $\times$ 40 cm. Cette enveloppe assure une garantie suffisante, mais non excessive, contre la radioactivité des mines (voir § 2). Aux trois niveaux h_1 , h_2 , h_3 les voûtes sont

constituées par un filon d'hématite de 20 m d'épaisseur. Les verticales d'exposition traversent d'autre part une couche homogène de schistes à calimènes de densité moyenne 2,9.

Développement. — Après 4 mois d'exposition, les plaques sont développées au laboratoire de base (— 1 280 m d'eau) par la méthode habituelle de température de Dilworth, Occhialini et Payne (24).

Contamination radioactive. — Toute étude du rayonnement cosmique sous terre doit être précédée d'une estimation au moins approximative de la composante purement radioactive. Dans le cas des émulsions Ilford G5 sensibles aux rayonnements α et β , son importance détermine les précautions à prendre au moment de l'exposition et de l'observation microscopique. Nous avons entrepris trois séries de mesures de contrôle.

Mesures dans la paroi rocheuse. — Deux compteurs de Geiger en parallèle reliés à un numéroteur Saphymo sont introduits dans un trou

TABLEAU I

Désignation rapportée au plan de la S. M. P. C.	Taux horaire à — 1 280 m d'eau				
	Hématite	Hématite carbonatée	Grès armoricaïn	Schiste à calimènes	Galerie d'exploit- ation
Cote 203. . .	8 540 $\pm$ 80	14 440 $\pm$ 100			11 700 $\pm$ 95
Cote 214. . .	8 520 $\pm$ 80	15 100 $\pm$ 110	10 840 $\pm$ 90		9 060 $\pm$ 80
Cote 233. . .		10 260 $\pm$ 150	30 280 $\pm$ 150	26 720 $\pm$ 140	12 680 $\pm$ 100
Laboratoire de base . . .	11 700 $\pm$ 95				
Rayonnement cosmique au niveau de la mer . . .	7 500 $\pm$ 80				

de forage spécialement creusé dans le roc. Le tableau I résume l'ensemble des taux de comptage enregistrés à — 1 280 m d'eau. Les autres niveaux h_1 et h_2 donnent des résultats analogues.

Mesures à l'aide de poudres. — Dans une autre série d'expériences (tableau II) nous avons relevé les taux de comptage donnés par les poudres recueillies au moment du forage et disposées autour des compteurs.

Les deux types de mesures concordent, sauf le cas du grès armoricain 214 : le trou de forage était trop voisin du filon d'hématite. Le taux observé dans le roc (10 840) correspond donc partiellement à l'hématite et partiellement au grès armoricain.

TABLEAU II

Nature de la poudre	Taux horaire	Taux horaire : bruit de fond
Hématite 203	832 $\pm$ 25	284 $\pm$ 45
Hématite carbonatée 203	1 064 $\pm$ 30	516 $\pm$ 50
Hématite 214	810 $\pm$ 25	262 $\pm$ 45
Grès 214	1 980 $\pm$ 40	1 432 $\pm$ 60
Hématite carbonatée 233	1 012 $\pm$ 27	464 $\pm$ 47
Schiste 233	1 348 $\pm$ 31	800 $\pm$ 51
Grès 233	1 740 $\pm$ 36	1 192 $\pm$ 56
Bruit de fond	548 $\pm$ 20	

Emulsions nucléaires C₂. Dosage en section polie (23) (39) (81). — Cette méthode permet de doser avec précision la radioactivité α . Une section plane de la roche à étudier est mise pendant 15 jours en contact avec de l'émulsion fraîchement coulée. Le nombre total de particules α émises à partir de la surface de l'émulsion caractérise la radioactivité totale de l'échantillon (uranium + thorium). Les inclusions radioactives importantes — de nature minérale ou organique — apparaissent immédiatement. On observe, dans l'hématite carbonatée, le schiste, le grès armoricain, des agglomérats de 100 à 200 particules α fortement

convergentes. L'hématite pure ne possède pas de centres radioactifs importants.

Les valeurs suivantes définissent la radioactivité totale :

Hématite 214	1,2 α/mm^2
Hématite carbonatée 214.	3,4 »
Schiste 233	7,4 »
Grès 233	10,5 »

Le dosage séparé de l'uranium et du thorium est basé sur la répartition des parcours dans l'hypothèse de l'équilibre radioactif (Méthode de Mme I. Curie) (23).

Nous avons obtenu dans le cas de l'hématite carbonatée 214, analogue au minerai qui forme la voûte du laboratoire :

$$C^U/C_{Th} \approx 0,35.$$

Ces trois séries de mesures sont concordantes. Elles montrent que le minerai de fer est d'autant moins radioactif qu'il est plus pur, et qu'il importe de s'écarter autant que possible des zones de schiste et de grès.

Sensibilité des émulsions. Conservation des images latentes. -- L'intensité verticale I_v du rayonnement cosmique, exprimée en nombre de particules incidentes, par centimètre carré, par seconde et par stéradian décroît rapidement lorsque la profondeur augmente. L'obtention d'un flux important de mésons μ impose donc de longues durées d'exposition (4 mois).

Ces délais prolongés risquent d'introduire une source d'erreurs dans les mesures de flux et d'ionisation, par l'atténuation ou même la disparition totale des trajectoires enregistrées au début de l'exposition. Le « fading » ou effacement de l'image latente photographique est une fonction complexe de la composition et du pH des émulsions (22) (81) de la dimension des grains, de l'énergie des particules incidentes, des conditions d'humidité et de température. La forte concentration en bromure d'argent réduit considérablement la détérioration des traces dans les émulsions Ilford G5 (22) (81). Le degré d'humidité que nous avons imposé (45 p. 100) et la constance de la température (18° C) favorisent la conservation intégrale des images (26).

Nous avons effectué plusieurs contrôles en prélevant au hasard trois plaques témoins, coulées, séchées et emballées hermétiquement à — 1 280 m d'eau. Ces plaques ont été exposées pendant un mois au Pic du Midi de Bigorre (43° latitude nord, 2 860 m). Après cette période l'une d'entre elles, T_1 , a été immédiatement développée. Les deux autres, T_2 et T_3 , ont été redescendues au laboratoire de base, puis développées après quatre nouveaux mois d'exposition sous terre.

Enfin, une autre plaque T_4 après quatre mois de séjour à — 1 280 m d'eau, a été exposée pendant un mois à 2 860 m et développée aussitôt.

Ces expériences préliminaires ont montré :

a) que les émulsions coulées, séchées, exposées dans les conditions définies au paragraphe 1, sont normalement sensibles aux particules relativistes : électrons de désintégration de mésons μ au repos ; paires d'électrons issues de la matérialisation de photons de grande énergie ;

b) que les fréquences de paires d'électrons relevées dans les émulsions T_1 , T_2 , T_3 , T_4 concordent dans la limite des erreurs statistiques, et sont en accord avec les fréquences déterminées, également au Pic du Midi par Baroni, Cortini, Milone, Scarsi et Vanderhaghe (7). Soit :

$f_{T_1} = 13 \pm 2,1$	paire d'électrons/mm ³	pour 1 mois
$f_{T_2} = 12,1 \pm 2$	»	»
$f_{T_3} = 13,2 \pm 2,2$	»	»
$f_{T_4} = 12,8 \pm 2,1$	»	»

Les émulsions T_2 et T_3 ont donc conservé, pendant les quatre mois d'exposition sous terre, et malgré les variations de température résultant des diverses manipulations, les images latentes enregistrées en altitude. L'intensité relative du rayonnement cosmique est trop faible à — 1 280 m d'eau pour affecter sérieusement les fréquences indiquées f_{T_2} et f_{T_3} .

Caractéristiques des émulsions. Ionisation. Diffusion coulombienne multiple. — L'identification de particules secondaires enregistrées par les émulsions nécessite une bonne définition du minimum d'ionisation pour chacune des plaques.

Densité de grains. — Le graphique 1 résume les mesures de densité de grains (plateau de Fermi d_0) dans les émulsions exposées aux niveaux h_1 et h_2 . Les plaques « h_1 » et « h_3 » sont identiques. Le stade chaud du développement photographique a été prolongé de 10 minutes pour les plaques « h_2 ». Les valeurs d_0 indiquées (en nombre de grains par 100 μ) sont des moyennes prises sur des électrons de paires faiblement inclinés par rapport au plan des émulsions et d'énergie cinétique supérieure à 100 MeV. Nous éliminons dans les comptages les portions de trajectoires (~ 20 microns) voisines de la surface et du fond des émulsions.

La densité de grains, pour le plateau de Fermi, est donc :

aux niveaux h_1 et h_3 :	$d_0 \sim 33,3$ grains par 100 μ ,
au niveau h_2 :	$d_0 \sim 35,4$ grains par 100 μ .

Ces densités donnent une idée générale de l'ionisation dans nos émulsions. En réalité, pour toute mesure précise d'ionisation sur une

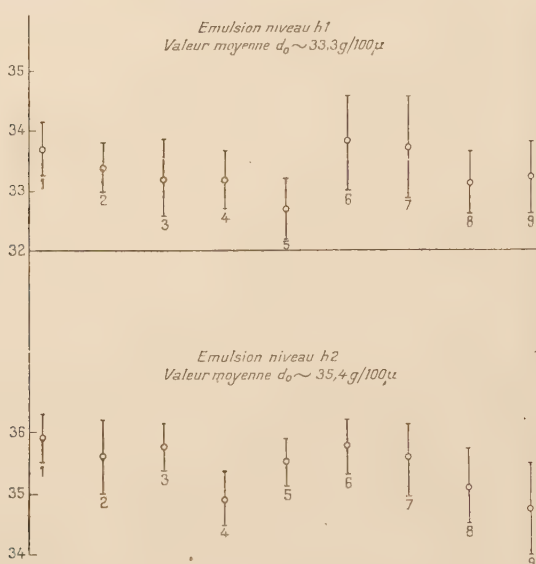


Fig. 1. — Densité de grains des émulsions (plateau de Fermi).

Valeurs moyennes prises sur des trajectoires d'électrons d'énergie supérieure à 100 MeV.

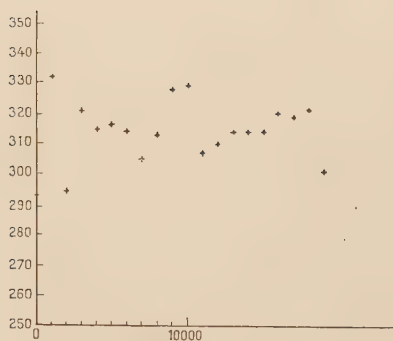


Fig. 2. — Taux de comptage par 1 000 microns pour des électrons d'énergie comprise entre 2 et 5 MeV, plaque h_1 n° 8: $d \sim 31,4/100 \mu$.

particule secondaire, nous procéderons à un étalonnage séparé sur une des traces voisines et de même inclinaison. Nous éviterons ainsi les erreurs dues aux fluctuations de densité d'une région à l'autre des plaques.

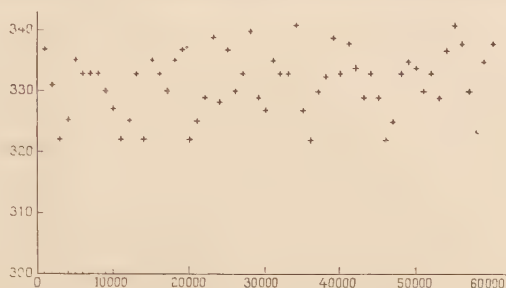
Les points du graphique 2 sont les nombres de grains comptés par intervalle de 1 000 microns, sur des électrons relativistes d'énergie inférieure à 5 MeV dans l'émulsion (h_1) n° 8.

d minimum $\sim 31,4$ grains/100 microns,

d_0/d min. $\sim 1,06$.

Cette remontée d'ionisation voisine de 6 p. 100, et sensible dans toutes nos émulsions, est prévue par la théorie générale de la perte d'énergie

Fig. 3. — Fluctuation de la densité de grains sur des trajectoires d'électrons ($E > 100$ MeV) dans l'émulsion (h_1) n° 8.



par ionisation (28) (35) (65) (78) et par l'ensemble des données expérimentales (57).

Le graphique 3 donne les taux de comptage, toujours par intervalle de 1 000 μ , sur 20 électrons non visiblement associés, situés dans la même région, d'énergie cinétique supérieure à 100 MeV, et de longueur totale 60 000 microns. La constance de l'ionisation sur 20 trajectoires prises au hasard apporte un argument supplémentaire en faveur d'une conservation normale des images latentes.

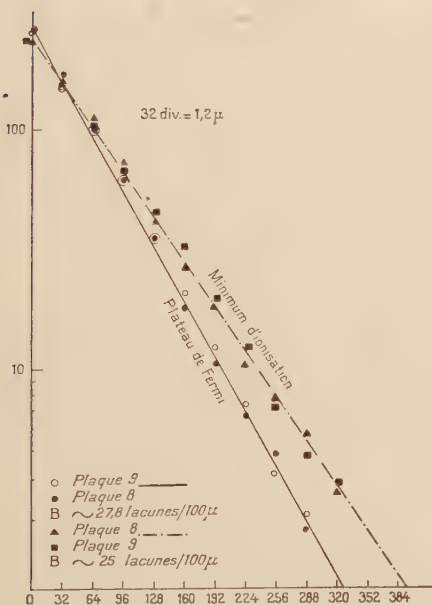


Fig. 4. — Distribution intégrale des longueurs de lacunes; longueurs des lacunes en divisions du micromètre oculaire.

Densité de lacunes. Distribution des longueurs de lacunes. — Nous considérons comme lacune toute interruption de la trajectoire visible dans les conditions normales d'observation, objectif 100, oculaire 12 Leitz (41) (48).

Le graphique 4 représente en coordonnées semi-logarithmiques la distribution intégrale des longueurs de lacunes pour des traces au

minimum d'ionisation et au plateau de Fermi, dans deux plaques du niveau h_1 (nos 8 et 9).

O'Ceallaigh a montré (51) que pour une ionisation à peu près constante, la distribution des longueurs de lacunes est exponentielle.

L'exposant :
$$g = \frac{1}{l_2 - l_1} \cdot \text{Log}_e \left[\frac{H_1}{H_2} \right]$$

(où $H_{1,2}$ est le nombre de lacunes de longueur supérieure à $l_{1,2}$) est presque proportionnel à la vitesse de perte d'énergie des particules ionisantes dans les cristaux de bromure d'argent qu'elles traversent (30).

Nous trouvons :

$g_{\text{minimum}} = 380/\text{mm}$, pour $B = 25$ lacunes par 100 microns ;

g_0 (plateau) $= 470/\text{mm}$, pour $B = 27,8$ lacunes par 100 microns.

Diffusion coulombienne multiple. — Les mesures d'étalonnage sur les protons en fin de parcours dans nos émulsions nous donnent une première valeur de la constante de diffusion, soit :

$$k \sim 26 \pm 4.$$

Dans toutes les estimations d'énergies relatives aux particules secondaires suffisamment éloignées de la fin de parcours, nous adoptons la méthode standard recommandée par le congrès de Varenne (75).

$\bar{\alpha}$: valeur arithmétique moyenne de l'angle de déviation mesuré par la méthode sagittale — avec coupure à quatre fois la valeur moyenne — et élimination du bruit de fond entre deux longueurs de cellules différentes :

$$k = 26,0 \frac{\text{degrés} \times \text{MeV}}{(100 \mu)^{1/2}} \quad (33).$$

Cette standardisation entraîne une erreur additionnelle de 8 p. 100 (75).

CHAPITRE II

Intensité et distribution angulaire des mésons μ aux grandes profondeurs.

Méthode de mesure. — La composante pénétrante détectée sous le sol est un rayonnement à symétrie cylindrique. Cette symétrie cylindrique résulte de l'interprétation des équations classiques de diffusion. Elle est confirmée par une analyse rapide des données expérimentales.

Si θ représente l'angle zénithal d'une particule cosmique, il est possible de décrire la loi de distribution angulaire par une expression en $I_v \cdot \cos^n \theta$, et de déterminer la probabilité $G(n; \theta_1, \theta_2, \dots, \theta_p)$ d'une

complexion expérimentale : $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_p$, compte tenu du dispositif géométrique utilisé. Nous avons précisé (Comptes rendus du Congrès de l'Association Française pour l'Avancement des Sciences, Caen, juillet 1955) les développements analytiques qui permettent l'application de la méthode du maximum de vraisemblance (2-40) à la détermination de l'exposant γ le mieux adapté; γ est solution de l'équation :

$$\left\{ \partial \text{Log } G / \partial n \right\} = 0 \quad n = \gamma.$$

Plaques horizontales :

$$\gamma = -2 - \left\{ p / \sum_{j=1}^p \text{Log } \cos \theta_j \right\}$$

L'intensité verticale I_v , exprimée en nombre de particules, par centimètre carré, par seconde, par stéradian, est donnée par :

$$I_v = \left\{ (\gamma + 2) / 2\pi ST \right\} \cdot p.$$

T est la durée d'exposition en secondes. Les p particules ont leur point d'impact sur la surface horizontale S.

Plaques verticales. — γ est solution de l'équation transcendante :

$$p/2 \left\{ \Psi\left(\frac{n}{2} + 1\right) - \Psi\left(\frac{n}{2} + \frac{1}{2}\right) \right\} + \frac{p}{n+2} + \sum_{j=1}^p \text{Log } \cos \theta_j = 0,$$

où Ψ est la dérivée logarithmique de la fonction Γ :

$$I_v = \left\{ (\gamma + 2) / 2\sqrt{\pi} \cdot S \cdot T \right\} \cdot \frac{\Gamma(\gamma/2 + 1)}{\Gamma(\gamma/2 + \frac{1}{2})} \cdot p.$$

Résultats expérimentaux. — Les valeurs expérimentales que nous indiquons sont relatives à la composante pénétrante et à la fraction de la composante molle non résoluble par rapport à la composante pénétrante. Les études théoriques sur le nombre d'électrons en équilibre avec les mésons μ donnent une valeur approchée de cette fraction non résoluble expérimentalement (36) (37).

Au niveau $h_1 = -300$ m d'eau. — Nous avons retenu 1 401 particules ionisantes relativistes pour une surface horizontale d'observation $S = 2 \text{ cm}^2$. La méthode du maximum de vraisemblance donne :

$$\gamma = 1,71 \pm 0,08,$$

$$I_v = (4,0 \pm 0,1) \cdot 10^{-5} \text{ particules/cm}^2/\text{seconde/stérad}.$$

Au niveau $h_2 = -580$ m d'eau. — PLAQUES VERTICALES. — $p = 795$ pour $S = 13,2$ cm² :

$$\eta = 2,12 \pm 0,15,$$

$$I_v = (0,78 \pm 0,03) \cdot 10^{-5} \text{ particules/cm}^2/\text{seconde stérad.}$$

PLAQUES HORIZONTALES. — $p = 989$ pour $S = 8$ cm² :

$$\eta = 2,04 \pm 0,11,$$

$$I_v = (0,77 \pm 0,03) \cdot 10^{-5} \text{ particules/cm}^2/\text{seconde/stérad.}$$

Les valeurs moyennes pondérées sont, pour ces deux séries de mesures indépendantes :

$$\eta = 2,07 \pm 0,08,$$

$$I_v = 0,78 \pm 0,02.$$

Au niveau $h_3 = -1280$ m d'eau. — PLAQUES HORIZONTALES. — $p = 540$ pour $S = 44$ cm² :

$$\eta = 2,61 \pm 0,20,$$

$$I_v = (0,86 \pm 0,06) \cdot 10^{-6} \text{ particules/cm}^2/\text{seconde/stérad.}$$

NOTE. — L'étude d'un nombre limité de particules est liée à la nécessité d'effectuer une observation contrôlée et d'éliminer la composante molle par des mesures de diffusion coulombienne multiple. Il faut donc réaliser un compromis entre l'erreur statistique et les erreurs expérimentales.

Influence des conditions expérimentales sur la détermination de l'exposant η . — L'ensemble des valeurs expérimentales θ_i observées et mesurées dans les émulsions ne représente pas directement la complexion des angles au zénith réels x_i , rapportés par exemple au point d'origine des mésons μ . Les données théoriques relatives à la filiation des mésons μ par les mésons π et les mésons K conduisent à une loi de probabilité $G'(n; x_1 \dots x_p) \equiv G'(n; x_i)$. Les angles θ_i déterminés par l'expérience — et perturbés par la diffusion coulombienne multiple dans l'atmosphère, la roche et le système détecteur, par la distorsion des émulsions et les erreurs de mesures — sont répartis au voisinage des x_i réels suivant une loi de Gauss d'écart type σ :

$$g(x_i; \theta_i) d\theta_i = (2\pi)^{-p/2} \cdot \prod_{j=1}^p \sigma_j^{-1} \cdot \exp. - (\theta_j - x_j)/2\sigma_j^2 \cdot d\theta_j$$

de sorte que la fonction G correspondant à la complexion observée devient :

$$(2) \quad G(n; \theta_1 \dots \theta_p) \equiv G(n; \theta_i) = \int \dots \int G'(n; x_i) \cdot g(x_i; \theta_i) \cdot dx_i.$$

Nous supposons que $g(x_i; \theta_i)$, considérée comme fonction de x varie très vite au voisinage de θ_i , tandis que $G(n; x_i)$ varie lentement dans la même région. Pour σ^2 faible, la méthode du maximum de vraisemblance détermine l'exposant n relatif à la filiation des mésons μ , par l'équation résolvante :

$$\left\{ \partial G' / \partial n + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^p \sigma_j^2 \cdot \partial^3 G' / \partial n \cdot \partial \theta_j^2 \right\}_{n=\tau_i} = 0.$$

Pour $\sigma^2 = 0$ on retrouverait évidemment les résultats du paragraphe 1. L'étude de l'équation précédente montre que les fluctuations sur n deviennent très grandes lorsque σ^2 est élevé ; et comme σ^2 croît rapidement avec la distorsion, il est essentiel de sélectionner les régions à faible distorsion avant d'entreprendre les mesures d'angles au zénith. Pour une distorsion spécifique de 75 Covans :

$$\sigma^2_{\text{distorsion, diffusion multiple, erreurs de mesures}}$$

est voisin de $2 \cdot 10^{-4}$.

Relation parcours-énergie des mésons μ sous le sol. — Les pertes d'énergie des mésons μ sous le sol résultent :

d'interactions purement électromagnétiques avec les atomes de la substance traversée : Ionisation. Emission d'électrons de recul. Radiation de Cerenkow. Rayonnement de freinage ou « Bremsstrahlung ». Création directe de paires négaton-positon ;

d'interactions nucléaires. — Création d'étoiles. Les méthodes d'analyse développées aux références (8) (13) (32) (36) (37) (68) reposent sur les mêmes notions fondamentales et conduisent à une expression de la perte totale d'énergie de la forme :

$$\left(-\frac{dE}{dh} \right)_T = a + b \text{ Log } (W/m_\mu c^2) + cE.$$

Dans la construction de la courbe parcours-énergie (fig. 5) obtenue par intégration de $\left(-\frac{dE}{dh} \right)_T$, nous utilisons les paramètres de Barrett, Bollinger, Cocconi, Eisenberg et Greisen, modifiés pour un Z moyen de 11,3.

Les imprécisions relatives aux défauts d'homogénéité du terrain et aux paramètres qui décrivent notamment la perte d'énergie par rayonnement de freinage, création directe de paires ou d'étoiles (terme en cE) introduisent une erreur de quelques pour 100.

Le graphique est tracé en coordonnées doublement logarithmiques

La courbe parcours-énergie indique l'énergie minimum que doit avoir un méson μ pour atteindre verticalement la profondeur h .

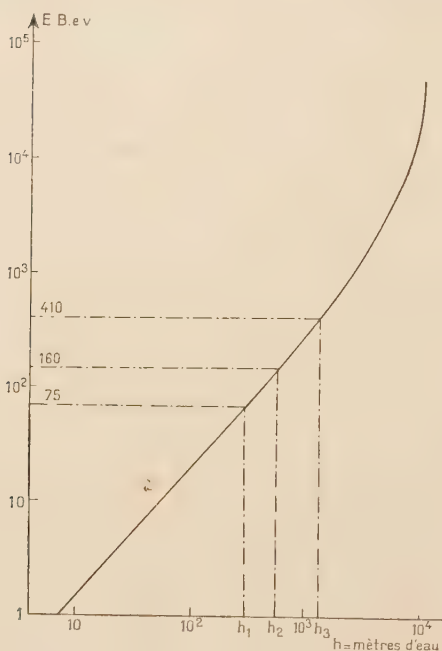


Fig. 5. — Courbe parcours-énergie de mésons μ sous le sol.

$$\left[-\frac{dE}{dh} \right]_{\text{totale}} = a + b \log \frac{W}{m_{\mu} c^2} + cE.$$

$$a = 1,98 \cdot 10^6 \text{ eV/cm}^2/\text{g},$$

$$b = 0,08 \cdot 10^6 \text{ eV/cm}^2/\text{g},$$

$$c = 3,65 \cdot 10^6 \text{ eV/cm}^2/\text{g},$$

$$W = \frac{E^2}{E + m_{\mu}^2 c^2 / 2m_e}.$$

rapport à la section efficace de création de paires définie par Bhabha. L'approximation de Born introduit une erreur lorsque les électrons produits sont de faible énergie (1).

(1) Dans une récente note à l'Académie des Sciences (M. et L. Avan, 18 juin 1956) nous avons indiqué les sections efficaces de création directe de paires par les mésons μ sous terre soit 0 à — 300 mètres d'eau :

$$\sigma = (0,72 \pm 0,16) \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2 \text{ par noyau d'émulsion ;}$$

à — 580 mètres d'eau :

$$\sigma = (0,92 \pm 0,22) \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2.$$

Composante molle. —

Hayakawa et Tomonaga (36) ont calculé la fréquence d'électrons créés par les mésons μ d'énergie E_{μ} au cours des interactions électromagnétiques résumées au paragraphe précédent.

Les expériences de Ehmert (25), Wilson (79) et de Kessler et Maze (44) (45) confirment dans leur ensemble les bases théoriques de ces estimations.

Les observations réalisées dans nos émulsions sur la variation, avec la profondeur, de la fréquence relative des paires d'électrons et des triplets, appuient qualitativement ces lois de variation.

Toutefois les mesures récentes que nous avons faites par ailleurs (5) sur les triplets émis suivant une branche de paire d'électrons (expérience en grande altitude) indiquent un écart possible de quelques pour 100 par

L'élimination de la fraction de composante molle « non résoluble » par cette méthode théorique entache donc d'une légère erreur le calcul de l'Intensité verticale du rayonnement.

Plaques horizontales. — Les électrons éliminés expérimentalement sont spécialement les électrons à grand angle zénithal θ , ou à faible énergie cinétique. La présence de la fraction non identifiée des électrons dans un angle zénithal faible, tend à faire croître l'exposant de la loi de distribution. Mais cette fraction électronique subit une diffusion coulombienne multiple dans le plomb, qui provoque une diminution de l'exposant η . Pour une énergie cinétique moyenne de 200 MeV, la méthode du paragraphe 4 donne une variation de 2 p. 100. Les deux types de fluctuations se compensent à 1 p. 100 près, et l'erreur résultante sur η est de toute façon très faible.

Plaques verticales. — Les deux effets s'ajoutent puisque nous retons dans la fraction non résoluble des électrons de grand angle zénithal ; mais la proportion d'électrons non identifiés est plus faible dans ce cas, et l'erreur sur η est voisine de 2 p. 100.

Intensité et distribution angulaire de la composante pénétrante. — Le tableau III, p. 18, donne, pour les trois niveaux h_1, h_2, h_3 , les valeurs corrigées de l'intensité verticale I_v des mésons μ relativistes et de l'exposant η^* de la loi de distribution angulaire.

(Dans toute la suite, l'astérisque précise que I_v^* et η^* sont les valeurs corrigées, relatives aux seuls mésons μ).

Filiation des mésons μ relativistes. — L'interprétation des équations de diffusion (8) (13) (60) (61) montre que :

$$\Delta = (-2 \log I^* / 2 \log h) - (2 \log I^* / 2 \log \cos \theta) = m^* - \eta^*$$

caractérise le type de filiation des mésons μ (désintégration $\pi - \mu$ ou $K - \mu$ par exemple) et les lois de propagation dans l'atmosphère des diverses composantes nucléoniques et mésoniques.

L'établissement des équations de propagation repose sur quelques hypothèses simples résumées par Budini et Molière (13) :

a) Les spectres de création sont homogènes, spectres dits « de Bremsstrahlung » : si le spectre du rayonnement primaire obéit à une loi de puissance en E^{-w} , le spectre secondaire suit également une loi de puissance.

b) Le mécanisme des développements en cascade conduit à une absorption exponentielle dans l'atmosphère.

c) On peut négliger, en première approximation, les déviations angulaires des secondaires par rapport aux primaires (52). Les données expérimentales aux très grandes énergies justifient ces hypothèses

TABLEAU III

Profondeurs en mètres d'eau	I_n Nombre de mésons par centimètre carré par seconde par stéradian	n^*	$\Delta \exp$ $= m^* - n^*$	$\pi - \mu$ (filiation exclusive) avec correction $\mu - e$	Filiation exclusive K — μ_2	Hypothèse de Fermi 50 p. 100 π 50 p. 100 K	π : 80 p. 100 K : 20 p. 100
$h_1 = -300$ May-sur-Orne	$(3,80 \pm 0,17) \cdot 10^{-3}$	$1,73 \pm 0,10$	$0,77 \pm 0,20$	0,60	0,10	0,42	0,53
$h_2 = -580$ May-sur-Orne	$(0,73 \pm 0,04) \cdot 10^{-3}$	$2,09 \pm 0,09$	$0,69 \pm 0,22$	0,77	0,33	0,57	0,70
$h_3 = -1\ 280$ May-sur-Orne	$(0,80 \pm 0,06) \cdot 10^{-6}$	$2,63 \pm 0,22$	$0,86 \pm 0,40$	0,90	0,55	0,73	0,84
$h_4 = -1\ 574$ Ithaca (réf. 7)	$(3,25 \pm 0,05) \cdot 10^{-7}$	$3,06 \pm 0,10$	$0,7 \pm 0,3$	0,92	0,57	0,75	0,85
$h_5 = -1\ 840$ Ithaca	$(1,91 \pm 0,04) \cdot 10^{-7}$	$3,13 \pm 0,17$	$0,73 \pm 0,30$	0,94	0,66	0,81	0,89

asymptotiques. Si la composante pénétrante détectée aux grandes profondeurs était créée directement par des rayons cosmiques primaires à distribution isotropique, et si elle parvenait au sous-sol sans désintégration, la distribution angulaire, pour une énergie cinétique donnée, serait elle-même isotropique. L'intensité du rayonnement pénétrant à la profondeur h et dans la direction θ serait égale à l'intensité verticale à la profondeur $h/\cos \theta$. On aurait $m^* = \eta^*$ pour des mêmes valeurs de $h/\cos \theta$. L'intensité ne dépendrait que de la quantité de matière traversée — $\Delta = 0$.

I^* serait fonction de $h/\cos \theta$: $I^* = I^*(h/\cos \theta)$.

En réalité les mésons μ sont issus de particules à forte interaction nucléaire (mésons π , mésons K ...). La probabilité pour un méson π par exemple de se désintégrer en un méson μ , au lieu de disparaître par absorption nucléaire, croît avec l'angle zénithal : l'absorption nucléaire décroît lorsque le méson π traverse une couche atmosphérique de densité moyenne plus faible, et le nombre de mésons μ relativistes engendrés par les mésons π croît avec θ .

D'autre part, les mésons μ ont une vie moyenne limitée, et leur probabilité de désintégration $\mu \rightarrow e + 2\nu$ croît avec l'angle zénithal.

$\Delta = m^* - \eta^*$ dépend de deux coefficients :

— un coefficient positif : δ , fonction du modèle exact de création des mésons μ et qui décrit la compétition entre l'absorption nucléaire et la désintégration des mésons π ou K . δ dépend de l'importance relative des filiations $\pi \rightarrow \mu$ ou $K \rightarrow \mu$, des vies moyennes et des libres parcours des mésons π ou K et de leurs primaires, du type de désintégration — en deux corps ou en trois corps — qui donne naissance aux mésons μ ;

— un coefficient négatif $\delta'_{(\mu \rightarrow e)}$, caractéristique de la désintégration spontanée des mésons μ eux-mêmes :

$$\Delta = \delta_{\pi \rightarrow \mu \text{ (ou } K \rightarrow \mu)} - \delta'_{\mu \rightarrow e}.$$

Le réseau de courbes de la figure 6 se rapporte aux types de filiation possibles. La courbe en pointillés ($\pi \rightarrow \mu$ sans correction $\mu \rightarrow e$) et la courbe b sont celles de Barrett, Bollinger, Cocconi, Eisenberg et Greisen. Dans le tracé de la courbe a (filiation $K \rightarrow \mu_2$ exclusive) nous avons tenu compte des données récentes relatives aux mésons lourds : désintégration en deux corps, vie moyenne voisine de $0,9 \cdot 10^{-8}$ seconde. Les libres parcours λ_π , λ_K et λ_μ des mésons π , des mésons K et des protons sont supposés du même ordre de grandeur. Δ ne dépend que faiblement (34) de l'exposant s du spectre de production des mésons dans les collisions nucléaires (spectre différentiel en $E^{-(s+1)}$).

Les divers pourcentages ont été obtenus par l'association des lois de probabilité correspondant aux types fondamentaux $\pi - \mu$:

$$\eta_{\pi-\mu} = -2 - \left\{ p / \sum_{j=1}^p \text{Log} \cos \theta_j^{(\pi-\mu)} \right\}$$

et $K - \mu_2$:

$$\eta_{K-\mu_2} = -2 - \left\{ p / \sum_{j=1}^p \text{Log} \cos \theta_j^{(K-\mu_2)} \right\}$$

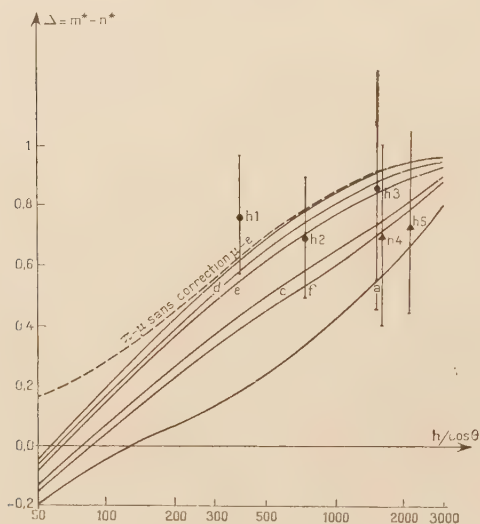


Fig. 6. — Filiation des mésons μ relativistes enregistrés aux grandes profondeurs.

- | | | | |
|----------|--|----------|--|
| <i>a</i> | filiation $K - \mu$ | <i>d</i> | $\left\{ \begin{array}{l} 10 \text{ p. } 100 \text{ } K - \mu, \\ 90 \text{ p. } 100 \pi - \mu, \end{array} \right.$ |
| <i>b</i> | filiation $\pi - \mu$ | <i>e</i> | $\left\{ \begin{array}{l} 20 \text{ p. } 100 \text{ } K - \mu, \\ 80 \text{ p. } 100 \pi - \mu, \end{array} \right.$ |
| <i>c</i> | $\left\{ \begin{array}{l} 50 \text{ p. } 100 \text{ } K - \mu \\ 50 \text{ p. } 100 \pi - \mu \end{array} \right.$ | <i>f</i> | $\left\{ \begin{array}{l} 60 \text{ p. } 100 \text{ } K - \mu, \\ 40 \text{ p. } 100 \pi - \mu, \end{array} \right.$ |

h en mètres d'eau.

Conclusions. — 1° A — 300 m d'eau, le point expérimental exclut une participation importante des mésons K à la génération des mésons μ d'énergie moyenne comprise entre 150 et 200 B. e. v. (6).

Cette conclusion essentielle subsiste même lorsqu'on fait varier légèrement les paramètres qui entrent dans l'expression de Δ (s ou $\lambda_{\pi, K}$) et

n'est pas influencée par le type de désintégration — en deux corps ou en trois corps — des mésons K.

2° Aux énergies supérieures, les valeurs expérimentales ne sont pas incompatibles avec une filiation exclusive $\pi \rightarrow \mu$, bien que leur loi générale de variation (h_2, h_3, h_4, h_5) ne s'oppose pas non plus, dans la limite de la précision statistique, à une co-production $\pi \rightarrow \mu, K \rightarrow \mu$.

Le 4^e et le 5^e points (notés h_4 et h_5 sur la figure 8) se rapportent aux expériences de Barrett, Bollinger, Cocconi, Eisenberg, Greisen, dans les mines d'Ithaca (Technique des Compteurs).

3° $\Delta = m^* - \tau_1^*$ ne dépend pas d'une façon assez sensible du type de production K_{μ_2} ou K_{μ_3} , lorsque la proportion $K \rightarrow \mu$ est inférieure à la proportion $\pi \rightarrow \mu$, pour que les valeurs expérimentales soient une preuve en faveur de l'un ou l'autre type.

Nous avons choisi les paramètres de la filiation $K \rightarrow \mu_2$ à cause de la similitude des désintégrations $\pi \rightarrow \mu$ et $K \rightarrow \mu_2$.

Nous pensons qu'il peut être intéressant de poursuivre les expériences dans ce domaine, et tout particulièrement au niveau h_3 et au voisinage du niveau h_3 , ce qui permettrait de définir une valeur précise de l'exposant :

$$m^* = \partial \text{Log } I^* / \partial \text{Log } h$$

actuellement déduit de l'ensemble des expériences sous terre.

Enfin nous ne pouvons exclure l'existence d'autres particules lourdes — actuellement inconnues — elles-mêmes susceptibles de participer à la génération des mésons μ qui nous parviennent aux grandes profondeurs.

CHAPITRE III

Interactions nucléaires des mésons μ .

Données expérimentales. — Le méson μ est une particule essentiellement coulombienne. Nous avons résumé, au chapitre II, les interactions électromagnétiques qui accompagnent sa propagation et justifient son appellation d'électron lourd (45).

Le couplage des mésons μ avec le noyau est faible (les constantes de couplage étant du même ordre de grandeur que la constante d'interaction β (27)). Les interactions nucléaires des mésons μ sont donc normalement rares.

La technique des chambres à émulsions présente l'avantage de localiser les interactions créées par les mésons μ (Etoiles), et de mettre en évidence la distribution angulaire et énergétique des particules secondaires issues de ces désintégrations.

Les émulsions horizontales offrent au rayonnement pénétrant une surface efficace élevée, et permettent donc d'enregistrer un flux appréciable de particules : au total près de 80 000 mésons μ pour les niveaux h_1 et h_2 . L'importance de la longueur totale de trajectoires dans un assemblage de 9 émulsions augmente la probabilité de détection d'un phénomène nucléaire.

Enfin pour des dispositifs géométriques et des conditions d'exposition identiques, la variation avec la profondeur h , du nombre de particules secondaires isolées provenant d'interactions nucléaires dans l'enceinte de protection de plomb, est une fonction simple de la variation de la section efficace des mésons μ avec l'énergie moyenne.

Nous avons identifié les secondaires à partir des méthodes habituelles.

Ionisation (densité de grains, comptages lacunaires).

Parcours résiduel (et variation de l'ionisation en fonction du parcours).

Diffusion coulombienne multiple : méthode de sagittale ; valeurs arithmétiques moyennes de l'angle de déviation avec coupure ; $K = 26$.

Fréquence des étoiles aux trois niveaux. — $h_1 = 300$ m d'eau.

Plaques horizontales. — Pour $p = (67\,000 \pm 2\,000)$ mésons μ relativistes, d'énergie moyenne voisine de 85 B. e. v. et traversant 9 émulsions, nous avons observé 8 étoiles.

S'il existe une particule relativiste, originaire du centre de l'étoile et située dans l'hémisphère supérieur (angle zénithal positif) nous conviendrons de la considérer comme primaire de l'étoile (32). La classification des étoiles suivant la nature du primaire — neutre ou chargé — est strictement phénoménologique.

Cinq étoiles enregistrées dans les émulsions du niveau h_1 sont des étoiles « à primaire chargé ». Les trois autres étoiles sont dites « à primaire neutre ».

Plusieurs remarques s'imposent :

— Les étoiles engendrées dans le verre, et dont toutes les branches seraient courtes, échapperaient à l'observation si aucune branche n'atteignait l'émulsion. Toutefois, la probabilité d'un tel événement doit être faible : le parcours moyen des protons secondaires détectés par l'ensemble des 9 émulsions h_1 est voisin de 8 000 microns ; d'autre part, les 8 étoiles retenues ont en moyenne 2 branches grises dont la trajectoire observée est supérieure à 6 000 microns.

— L'identification séparée des primaires d'étoiles est impossible. Les énergies moyennes sont trop élevées et les longueurs utilisables en général trop faibles (angle zénithal petit), pour que les mesures de diffusion coulombienne multiple permettent de distinguer un proton, d'un méson π ou d'un méson μ relativiste. De toute façon, cette identi-

fication n'est pas possible si l'angle moyen de diffusion α est inférieur à 0°02 par 100 microns (14). Nous pouvons seulement affirmer que les primaires d'étoiles sont : soit des mésons μ relativistes en provenance directe de l'atmosphère,

— soit des photons, des mésons π ou des nucléons eux-mêmes secondaires de mésons μ , et en équilibre avec la composante pénétrante (leur libre parcours est en effet très inférieur à celui des mésons μ). Nous tiendrons compte de leur contribution dans le calcul de la section efficace d'interaction spécifique des mésons μ .

$h_2 = -580$ m d'eau. **Plaques horizontales.** — Pour $p = (12\,000 \pm 400)$ mésons μ relativistes, nous avons enregistré 3 étoiles (dont 2 à « primaire chargé »). L'énergie moyenne des mésons μ qui arrivent verticalement au niveau h_2 est ~ 160 B. e. v.

Afin d'augmenter le poids statistique de nos résultats, nous groupons les données expérimentales des 2 niveaux h_1 et h_2 . Dans le calcul de la section efficace, les 11 étoiles sont donc reliées aux 79 000 mésons μ d'énergie moyenne voisine de 100 B. e. v., et aux secondaires relativistes en équilibre avec les mésons μ .

$h_3 = -1280$ m d'eau. **Plaques horizontales et verticales.** — Le nombre total de mésons μ incidents est trop faible pour donner un taux appréciable d'interactions. Nous n'avons observé aucune interaction dans les 9 émulsions horizontales, ni dans les 40 plaques exposées verticalement pendant également 4 mois. Ces 40 plaques exposées en h_3 étaient insuffisamment protégées pour permettre une mesure du flux des particules relativistes. Mais les désintégrations ne peuvent échapper à l'observation.

Particules secondaires isolées. — **Au niveau h_1 .** — Nous avons observé 50 protons, deutons, tritons ou particules α issus de désintégrations créées dans l'enceinte de protection (ces particules peuvent englober quelques protons de la réaction $n - p$).

Il est intéressant de comparer le nombre de protons isolés sous le sol, au nombre total d'étoiles — environ 7 protons isolés pour 1 étoile — avec les valeurs données par Morand, Cuer, Edmont et Moucharafieh (49) : 12 protons pour 1 étoile (au niveau de la mer) et Perkins (56) : 30 protons pour 1 étoile.

L'histogramme (fig. 7) représente la distribution expérimentale des angles au zénith des protons isolés. Les valeurs positives de θ correspondent aux protons orientés vers l'hémisphère inférieur, les valeurs négatives aux protons orientés vers l'hémisphère supérieur. La distribution observée, étant données les dimensions du bloc d'émulsions : 10 cm $\times$ 10 cm $\times$ 2 cm est compatible en première approximation avec

une répartition isotropique caractérisant les particules « d'évaporation ». Nous devons noter que cet histogramme ne concerne que les protons dont l'ionisation est voisine ou supérieure à 1,5 fois la valeur au pla-

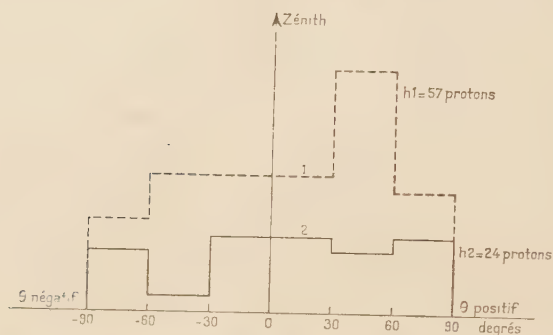


Fig. 7. — Distribution de l'angle zénithal des protons secondaires. Protons isolés + protons d'étoiles : $d > 1,5d_0$.

teau — à l'exclusion des protons relativistes non résolubles par rapport aux mésons μ .

La figure suivante donne, en coordonnées doublement logarithmiques, le spectre intégral des protons aux niveaux h_1 et h_2 . Les valeurs sont normalisées par rapport au niveau h_1 (fig. 8).

Nous avons identifié 19 mésons π isolés ou issus d'étoiles : 7 d'entre eux se désintègrent au repos ($\pi \rightarrow \mu + e$) ; 3 subissent une diffusion nucléaire. Les 9 autres ont été déterminés par ionisation — diffusion multiple. Nous n'avons pas retenu dans cette série les particules à angle zénithal faible, pour lesquelles les estimations d'ionisation et de diffusion risquent d'être erronées. L'histogramme de la figure 9 décrit donc essentiellement la répartition des mésons π d'angle zénithal supérieur à 30° — à l'exception d'un méson π reconnu par désintégration $\pi \rightarrow \mu + e$, et d'un autre identifié par diffusion nucléaire. La parfaite symétrie de la distribution en θ (10 mésons π viennent de l'hémisphère supérieur et 9 de l'hémisphère inférieur) concorde avec les observations de George et Evans à — 60 m d'eau (32) et montre que ces mésons π , comme les protons, proviennent d'interactions locales.

En plus des 7 mésons μ de $\pi \rightarrow \mu + e$, 13 mésons μ lents s'arrêtent dans les émulsions. L'un d'eux crée une petite étoile à 4 branches noires. Un autre est capturé

Enfin nous avons relevé 12 protons que nous attribuons à la réaction $n \rightarrow p$, et dont le parcours varie de 65 à 6000 microns. L'origine et la fin de parcours de ces protons sont visibles dans les émulsions.

Au niveau h_2 . — PLAQUES HORIZONTALES. — Les émulsions horizontales exposées à — 580 m d'eau ont enregistré, en plus des trois étoiles déjà signalées : 17 protons, deutons ou particules α (1 particule α) identifiées par ionisation — parcours résiduel — diffusion, 4 mésons π ,

4 particules non identifiées et 4 protons de la réaction $n - p$. Aucun méson π n'arrive au repos dans les émulsions. Un seul se désintègre dans le verre.

Les histogrammes précédents montrent que la répartition angulaire et le spectre intégral des secondaires ne varient pas sensiblement avec la profondeur.

Section efficace expérimentale d'interaction des mésons μ . — **Définition de la section efficace** (42). — L'ensemble des expériences sur les interactions de mésons μ montre que leur libre parcours moyen dans le noyau est très élevé. La fraction d'énergie transférée par le méson μ au noyau est généralement faible. Les travaux de Cocconi (17) confirment l'indépendance de la section efficace par nucléon, par rapport à la nature de la substance traversée. La section efficace étendue au noyau entier apparaît donc comme la somme des sections efficaces relatives aux nucléons individuels.

Nous exprimerons la section efficace d'interaction des mésons μ en unités de 10^{-30} cm² par nucléon, c'est-à-dire en *microbarns par nucléon*.

Rôle des particules secondaires. Méthode d'Hayakawa (37). — Les interactions de mésons μ avec la matière provoquent l'émission d'une composante électro-photonique, de mésons π et de nucléons.

Les intensités secondaires en fraction de I_μ — intensité des mésons μ — sont :

$$I_\gamma = \alpha_\gamma \cdot I_\mu; \quad I_\pi = \alpha_\pi \cdot I_\mu; \quad I_N = \alpha_N \cdot I.$$

$\alpha_\gamma, \alpha_\pi, \alpha_N$ sont les proportions de photons, de mésons π et de nucléons en équilibre avec les mésons μ . $\alpha_\mu = 1$. L'intensité totale des particules responsables de la formation des étoiles aux grandes profondeurs est donc :

$$I = I_\mu + I_\gamma + I_\pi + I_N.$$

Soit :

$$I = \sum_i \alpha_i I_\mu \quad \text{avec} \quad \alpha_\mu = 1.$$

La fréquence des désintégrations nucléaires dans un absorbant de masse M est :

$$\mathcal{F} = N_0 \cdot M \cdot I_\mu \cdot (\sum_i \alpha_i \tau_i).$$

— N_0 : nombre d'Avogadro.

— τ_i : section efficace par nucléon de la composante envisagée.

Détermination expérimentale de $\sum \alpha_i \cdot \tau_i$ — Les 11 étoiles

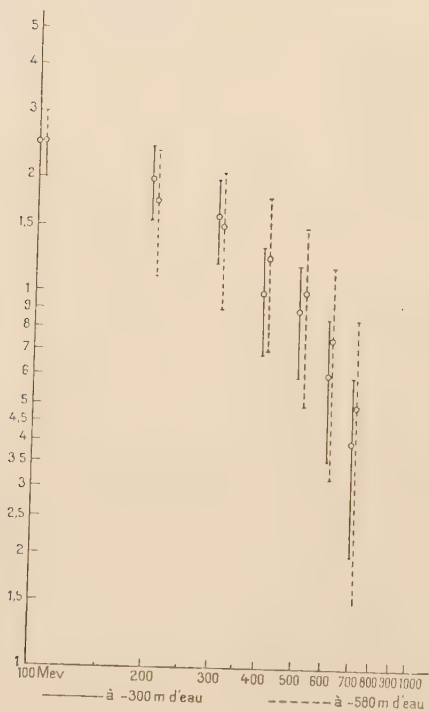
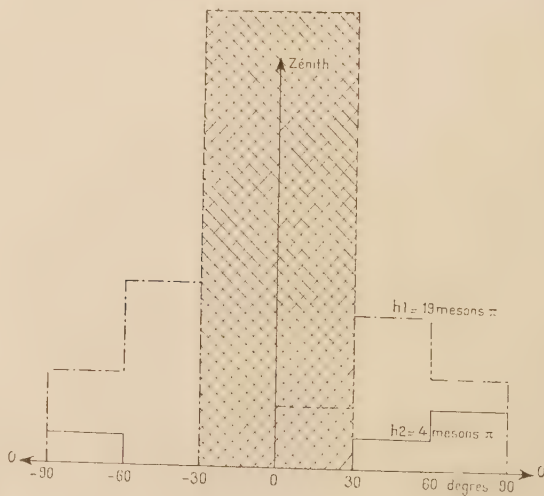


Fig. 8. — Spectre intégral
des protons.

Protons isolés +
protons d'étoiles.

Fig. 9. — Distribu-
tion de l'angle
zénithal des mé-
sons π secondai-
res, mésons π iso-
lés + mésons π
d'étoiles.



des niveaux h_1 et h_2 observées pour un parcours total — calculé par extrapolation — de 450 m d'émulsion et de 1175 m de verre correspondent à une section efficace : $\Sigma \overline{\alpha_i \sigma_i} = 40,5$ microbarns.

L'utilisation de la méthode d'Annis Cheston et Primakoff suivant le schéma de Block King et Wada conduirait à une valeur du libre parcours moyen légèrement supérieure à la valeur obtenue en divisant λ , le parcours total des mésons μ , par le nombre d'événements :

$$\bar{\lambda} = Y/n.$$

Supposons que toutes les étoiles soient caractérisées par le même libre parcours moyen λ . Nous ne faisons aucune distinction entre étoiles créées dans les émulsions ou dans le verre. Toutes les trajectoires incidentes sont supposées alignées à la suite et forment une droite continue de longueur Y sur laquelle nous observons 11 étoiles.

Les étoiles 1 2 ... n correspondent à des longueurs de trajectoires suivies :

$y_1 \quad y_2 \quad \dots \quad y_n$, à partir de l'origine y_0 (début de l'observation).

$$y_1 \leq y_2 \leq \dots \leq y_n \leq Y.$$

Posons :

$$\left| \begin{array}{ll} x_1 = y_1 - y_0 & x_j \text{ est la distance qui sépare} \\ x_j = y_j - y_{j-1} & \text{l'étoile } j-1 \text{ de l'étoile } j. \\ \\ X_1 = Y - y_0 = Y & X_j \text{ est la longueur restante utilisable} \\ X_2 = Y - y_1 & \text{après l'étoile } j-1 \\ X_j = Y - y_{j-1} & \text{*(où l'étoile } j \text{ peut être observée).} \end{array} \right.$$

La probabilité pour que l'étoile j se présente sur X_j est 1 et la probabilité pour que j se présente entre x_j et $x_j + dx_j$ est :

$$P(\lambda; x_j) \cdot dx_j = \exp(-x_j/\lambda) \cdot [1 - \exp(-x_j/\lambda)]^{-1} \cdot dx_j/\lambda.$$

Les n étoiles sont supposées indépendantes. La loi de probabilité relative à la complexion (1, 2 ... n) est donc le produit des probabilités élémentaires.

$$G(\lambda; x_1 \dots x_n) dx_1 \dots dx_n = \prod_{j=1}^n \exp(-x_j/\lambda) \cdot [1 - \exp(-X_j/\lambda)]^{-1} \cdot dx_j/\lambda.$$

La méthode du maximum de vraisemblance définit le libre parcours moyen λ_l comme solution de :

$$\left[\frac{\partial G(\lambda; x_i)}{\partial \lambda_j} \right] = 0 \quad \text{ou simplement :} \quad \left[\frac{\partial \log G}{\partial \lambda} \right]_{\lambda=\lambda_l} = 0$$

on obtient :

$$\lambda_i = n^{-1} \sum_{j=1}^n x_j + n^{-1} \sum_{j=1}^n X_j [\exp (X_j / \lambda_i) - 1]^{-1}$$

si :

$$X_j \gg \lambda, \quad n^{-1} \cdot \sum_{j=1}^n x_j = \frac{Y}{n} = \bar{\lambda},$$

cette équation peut être résolue en λ_i par itération, suivant le calcul de Block, King et Wada (10).

Il est pratiquement impossible, expérimentalement, de déterminer les X_j individuels. Toutefois il est raisonnable de supposer, qu'en moyenne :

$$\text{pour } j=1 : \quad X_1 = n\bar{\lambda}$$

$$\text{pour } j=2 : \quad X_2 = (n-1)\bar{\lambda}$$

$$X_j = (n-j+1)\bar{\lambda} = i\bar{\lambda} \quad \text{si } n-j+1=i.$$

λ_i est alors donné par l'équation :

$$\lambda_i = \bar{\lambda} \cdot [1 + n^{-1} \cdot \sum_{i=1}^n i(e^i - 1)]^{-1}.$$

Pour $n=11$:

$$\lambda_i \sim \bar{\lambda}(1 + 1,18n^{-1}) = 1,11\bar{\lambda}$$

L'erreur statistique, ou figure de mérite au sens de Fisher est :

$$\epsilon(\lambda_i) = \left[-\frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \cdot \text{Log } G \right]^{-1/2} \\ \sim \lambda_i (n - 2,39)^{-1/2}.$$

La valeur de la section efficace totale : $\Sigma \alpha_i \cdot \sigma_i$ est ainsi légèrement inférieure à la valeur moyenne $\overline{\Sigma \alpha_i \cdot \sigma_i}$ définie précédemment :

$$[\Sigma \alpha_i \cdot \sigma_i]_{\text{corrigée}} = (36 \pm 12) \text{ microbarns.}$$

Toutefois la méthode d'itération de Block King et Wada introduit une erreur, due au fait que la condition $X_j \gg \lambda$ n'est pas vérifiée, en particulier pour le dernier événement. En définitive nous retiendrons, comme valeur statistique de la section efficace totale, la valeur :

$$[\Sigma \alpha_i \cdot \sigma_i] = (40,5 \pm 14) \text{ microbarns}$$

Section efficace spécifique des mésons μ d'énergie voisine de 100 B. e. v.
— Kikuchi et Miller (46), à partir d'expériences réalisées au synchrotron, ont estimé la section efficace d'interactions nucléaires des photons. Ces interactions s'expliquent théoriquement par des processus mésiques (réabsorption des photomésons). Les expériences récentes (72) (76)

confirment la valeur de σ_γ donnée par Kikuchi et Miller, en ordre de grandeur.

Hayakawa et Tomonaga (38) expriment le flux des photons en équilibre avec les mésons μ , en fonction de la profondeur h en g/cm².

Soit :

$$\alpha_\gamma = \frac{I_\gamma}{I_\mu} = 8,0 \cdot 10^{-3} (Ph)^{0,4}.$$

P : perte d'énergie par g/cm² $\sim 2,2 \cdot 10^{-3}$ B. e. v./g/cm².

La valeur moyenne de α_γ relative à h_1 et h_2 est ~ 5 p. 100.

Enfin : $\alpha_\gamma \cdot \sigma_\gamma \sim 5$ microbarns.

Les coefficients α_π et α_N représentent approximativement le rapport des libres parcours moyens d'absorption des composantes considérées aux libres parcours moyens de création de ces composantes par les mésons μ (d'après les calculs d'Hayakawa) :

$$\begin{aligned} \alpha_\pi &\sim \lambda_\pi / \lambda_{\mu\pi} & \lambda_{\mu\pi} &\text{ libre parcours moyen de création des mésons } \pi \text{ par les} \\ \alpha_N &\sim \lambda_N / \lambda_{\mu N} & &\text{ mésons } \mu. \end{aligned}$$

Les valeurs de $\sigma_{\mu\pi}$ et $\sigma_{\mu N}$ ont été déterminées par S. Hayakawa (37) sur la base des expériences de George et Evans (32), Cocconi et Tongiorgi (18) à 60 m d'eau. Au total — compte tenu des π^0 :

$$\sigma_\mu \lesssim \alpha_\pi \sigma_\pi + \alpha_N \cdot \sigma_N \lesssim 2\sigma_\mu.$$

Nous supposons que la multiplicité et l'énergie moyenne des mésons π et des nucléons issus d'interactions de mésons μ ne varient pas sensiblement avec la profondeur h . La comparaison du spectre intégral des protons à — 300 m et à — 580 m d'eau (fig. 8) appuie cette hypothèse, dans la limite de la précision statistique. Il est normal de penser que les sections efficaces $\sigma_{\mu\pi}$ et $\sigma_{\mu N}$ de production de mésons π et de nucléons par les mésons μ varient linéairement comme σ_μ , lorsque la profondeur augmente. Comme $\alpha_\gamma \cdot \sigma_\gamma$ représente environ 5 microbarns,

$$\alpha_\pi \cdot \sigma_\pi + \alpha_N \cdot \sigma_N + \sigma_\mu \sim 36 \text{ microbarns.}$$

Si nous supposons que les mésons π et la composante nucléonique ont une contribution comprise entre σ_μ et $2\sigma_\mu$, nous obtenons les limites de la section efficace spécifique des mésons μ au voisinage de 100 B. e. v. :

$$12 < [\sigma_\mu]_{100 \text{ Bev}} < 18 \text{ microbarns}$$

avec une erreur totale de 40 p. 100 environ.

Cette erreur totale comprend : l'erreur statistique de 34 p. 100, l'erreur sur l'intensité des mésons μ et la fraction de la composante molle non résoluble ; enfin l'erreur due à l'extrapolation des longueurs totales de trajectoires.

D'autre part, il faut noter une sous-estimation possible du nombre total d'étoiles, par suite de l'élimination en h_1 de quatre particules secondaires isolées.

La valeur expérimentale de George et Evans (32) à 60 m d'eau : $\sigma_\mu = (5,3 \pm 7)$ microbarns correspond à une interprétation phénoménologique : les étoiles $1p$ (14) sont attribuées aux mésons μ .

L'analyse plus détaillée des données de George et Evans (37) permet de maintenir le même ordre de grandeur pour σ_μ .

Variation de la section efficace d'interaction des mésons μ de — 300 à — 580 m d'eau. — La comparaison des fréquences relatives de protons isolés dans les émulsions exposées horizontalement à — 300 et à — 580 m d'eau donne une indication précieuse sur la variation de la section efficace des mésons μ avec leur énergie moyenne (pour une géométrie et des conditions d'exposition identiques).

Posons :

$$f_{pr} = \frac{\text{Nombre de protons isolés}}{\text{Nombre de mésons } \mu \text{ incidents}}$$

$$(f_{pr}) - 300 = 75 \cdot 10^{-5}$$

$$(f_{pr}) - 580 = 130 \cdot 10^{-5}.$$

Le rapport $\frac{(f_{pr})_{h_2}}{(f_{pr})_{h_1}} = 1,72 \pm 0,67$ (erreur standard) indique une croissance de la section efficace des mésons μ avec la profondeur — si nous supposons constantes la multiplicité et l'énergie moyenne des protons secondaires (1).

NOTE. — *Protons de la réaction* (n, p). — Nous avons signalé leur existence au paragraphe 3.

Les processus qui donnent naissance aux neutrons sous le sol ont été étudiés par Cocconi et Tongiorgi (18).

a) La capture des mésons μ négatifs. Nous avons observé deux petites étoiles caractéristiques de ce phénomène.

(1) Les valeurs suivantes, basées sur une statistique plus complète, définissent une limite supérieure de la loi de variation de la section efficace σ_μ .

1°

$$(F_{pr})_{h_2}/(F_{pr})_{h_1} = 1,45 \pm 0,32$$

$$(F_\pi)_{h_2}/(F_\pi)_{h_1} = 1,59 \pm 0,60$$

2°

$$(F_{pr})_{h_3}/(F_{pr})_{h_1} = 1,56 \pm 0,46$$

$$(F_\pi)_{h_3}/(F_\pi)_{h_1} = 1,81 \pm 1,00$$

b) Les réactions (γ , n) dues aux photons en équilibre avec les mésons μ : $\sigma_{\mu\gamma n} \sim 100$ microbarns.

c) Les désintégrations nucléaires créées par les mésons μ relativistes ou leurs secondaires.

Interaction des mésons μ avec la matière. — Aspects théoriques. — La fréquence de capture des mésons μ lents (réaction $\mu + P \rightarrow N + \nu$) s'explique théoriquement par un couplage direct entre le champ du méson μ et le champ de neutrino, suivant le schéma de Tiomno et Wheeler (71).



La constante de couplage correspondante est voisine de la constante d'interaction $\beta(g \sim 10^{-49} \text{ erg} \times \text{cm}^3)$.

Appliqué aux mésons μ rapides détectés sous terre, ce couplage direct donnerait une section efficace d'interaction de 10^{-38} cm^2 , c'est-à-dire une valeur 10 fois trop faible pour rendre compte de la fréquence d'étoiles que nous observons, et de l'ensemble des valeurs expérimentales.

THÉORIE ÉLECTROMAGNÉTIQUE (42) (61) (77)

$$\begin{array}{c} \text{méson} \quad \quad \quad \nu = \beta c \\ \hline \quad \quad \quad \rightarrow \\ \quad \quad \quad a \\ \quad \quad \quad P \end{array}$$

L'interaction purement électrique d'un méson μ relativiste de vitesse βc avec un proton P au repos est caractérisée :

— Par la distance de la ligne de vol du méson μ au proton cible. C'est le paramètre de choc.

— Par la force maximum relative à la distance a :

$$f_{\max} = (e^2/a^2) \cdot (1 - \beta^2)^{-1/2}.$$

— Par le temps de collision t durant lequel :

$$f > \frac{1}{2} f_{\max}.$$

L'impulsion transférée au proton est faible par rapport à l'impulsion primaire. Elle est normale à la ligne de vol du méson μ et s'exprime par :

$$p = f_{\max} \cdot t = 2e^2/a\beta c.$$

L'énergie minimum nécessaire à la production d'une étoile à trois branches ($W_{\min} \sim 150$ MeV) fixe une limite inférieure aux transferts d'impulsion utilisables. La valeur maximum correspondante du paramètre de choc, soit :

$$a_{\max} = 2e^2/\beta c \cdot p_{\min}$$

définit la section efficace coulombienne :

$$\sigma = \pi a_{\max}^2$$

(Par raison de symétrie autour de la ligne de vol du méson μ incident).
Comme :

$$p_{\min} = (2MW_{\min})^{1/2},$$

$$\sigma_{\text{proton}} = 2\pi(e^2/Mc^2)^2 \cdot (Mc^2/W_{\min}).$$

Pour :

$$W_{\min} = 150 \text{ MeV}, \quad \sigma_{\text{proton}} = 0,93 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2.$$

Les neutrons n'apportent aucune contribution à ce schéma purement coulombien.

La section efficace de formation d'étoiles par ce mécanisme est donc :

$$\sigma_{\text{coulomb}} = 0,46 \text{ microbarn par nucléon}$$

Cette valeur est indépendante de l'énergie des mésons μ et donc de la profondeur h des expériences.

INFLUENCE DU MOMENT MAGNÉTIQUE ANORMAL DES NUCLEONS (42). — Dans le domaine d'énergie qui nous intéresse (énergies moyennes supérieures à 10^{10} eV) l'existence du champ de mésons π modifie le comportement du noyau et joue un rôle essentiel dans l'interaction électromagnétique des mésons μ avec les nucléons.

Lorsque les nucléons sont considérés comme de purs fermions, sans nuage mésique (« nucléons ») (15) ils apparaissent comme des particules de spin $1/2$, obéissant comme les électrons aux équations de Dirac. Leurs moments magnétiques seraient donc, en unités de $h/2\pi$:

$$\text{pour le proton :} \quad \mathfrak{M}'_p = +1 \cdot (e/2Mc),$$

$$\text{et pour le neutron :} \quad \mathfrak{M}'_n = 0.$$

Les différences respectives entre les valeurs expérimentales :

$$\mathfrak{M}_p = 2,78 \cdot (e/2Mc), \quad \mathfrak{M}_n = -1,91 \cdot (e/2Mc)$$

et les valeurs $\mathfrak{M}$ désignent les *moments magnétiques anormaux* :

$$\mathfrak{M}_{p,n}^{(a)} = K \cdot e/2Mc$$

où : $K = +1,78$ pour le proton,
 $K = -1,91$ pour le neutron.

Le moment magnétique « anormal » du nucléon s'explique théoriquement par l'émission et l'absorption virtuelle de mésons π . La perturbation correspondante de l'Hamiltonien énergie d'interaction « champ de méson μ — nucléon », se traduit, en première approximation, par l'addition au terme normal $A_\mu \cdot j_\mu$, du *terme dit de Pauli* :

$$K \cdot F_{\mu\nu} \cdot (eh/4\pi Mc).$$

Notations :

j_μ : vecteur courant,

A_μ et $F_{\mu\nu}$: quadripotential et tenseur du champ électromagnétique,

$\sigma_{\mu\nu}$: tenseur densité de spin du nucléon.

Pour un méson μ de spin $1/2$ et de moment magnétique normal, Corben et Schwinger (20) ont établi la section efficace différentielle :

$$d\sigma(E_\mu, q) = 2\pi(e^2/Mc^2)^2 \cdot (Mc^2/E_\mu)$$

$$\left\{ 1 - q/q_{\max} + (q^2/2) \cdot [(1 + K)^2/2 - K^2/2] \right. \\ \left. + (E_\mu/Mc^2) \cdot (K^2/2)(1 - q/q_{\max})q \right\} \cdot dq/q,$$

E_μ : énergie du méson μ incident,

q : fraction d'énergie transférée au nucléon,

$q_{\max}$: fraction maximum transférable ~ 1 (pour un choc de plein fouet).

L'intégration depuis $q_{\min} = W_{\min}/E_\mu$ jusqu'à $q_{\max} = 1$ donne à quelques p. 100 près :

$$\sigma_T = 2\pi \cdot (e^2/Mc^2)^2 \cdot [Mc^2/W_{\min} + (K^2/2) (\text{Log } E_\mu/W_{\min} - 1)].$$

Le terme en $Mc^2/W_{\min}$ représente la section efficace coulombienne :

σ_{coulomb} déjà calculée.

Le terme en K^2 est dû au moment magnétique anormal :

$$\sigma_{\text{anormal}}.$$

a) Pour $W_{\min} = 150$ MeV, au niveau h_1 :

$\sigma_{\text{coulomb}} = 0,46$ microbarn par nucléon,

$$\sigma_{\text{anormal}} = \begin{cases} 1,23 \text{ microbarn pour le proton,} \\ 1,40 \text{ microbarn pour le neutron.} \end{cases}$$

Au total : $\sigma_T \sim 1,78 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2 \text{ par nucléon.}$

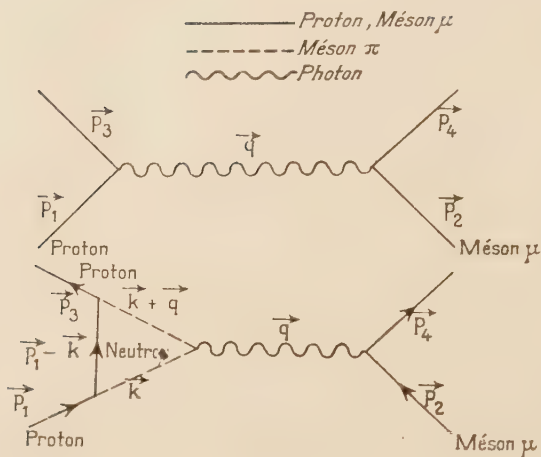


Fig. 10.

Diagramme *a*.

Diagramme *b* : Le proton émet un méson π^+ qui absorbe le photon virtuel et est ensuite réabsorbé par le neutron.

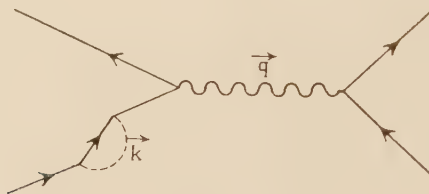


Fig. 11.

Diagramme *c* : Le méson π est émis et absorbé avant la diffusion.

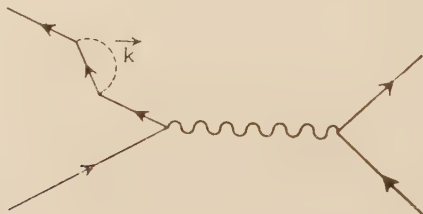


Fig. 12.

Diagramme *d* : Le méson π est émis et absorbé après la diffusion.

b) Au niveau h_2 :

$$\sigma_{\text{coulomb}} = 0,46 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2 \text{ par nucléon} \\ (\text{microbarns}),$$

$$\sigma_{\text{anormal}} = \begin{cases} 1,39 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2 \text{ pour le proton,} \\ 1,59 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2 \text{ pour le neutron,} \end{cases}$$

et : $\sigma_T = 1,95 \text{ microbarns par nucléon.}$

La courbe de la figure 15 représente les variations de la section efficace :

$$\sigma_T = \sigma_{\text{coulomb}} + \sigma_{\text{anormal}},$$

en fonction de l'énergie E_μ des mésons μ . Les coordonnées sont semi-logarithmiques.

THÉORIE DE ROSENBLUTH (58). — Le calcul précédent repose sur une théorie non renormalisée qui néglige toute fluctuation de charge. Il suppose de plus que le moment magnétique anormal du nucléon est une constante — approximation statique valable pour de très faibles transferts. Enfin il importe de savoir si la contribution du champ de mésons π a une influence différente, et plus importante que celle qui résulte du moment magnétique anormal.

L'étude de Rosenbluth sur la diffusion élastique électrons-protons, aux grandes énergies, montre que les deux premiers problèmes (fluctuations de charge, variation du moment magnétique anormal) sont également liés à l'émission et à l'absorption des mésons π virtuels par le nucléon. Les quatre diagrammes de Feynman suivants résument l'influence des mésons π virtuels sur la diffusion d'un fermion par un fermion (méson μ -proton).

Le proton et le méson μ échangent un photon virtuel de moment :

$$\vec{q} = \vec{p}_3 - \vec{p}_1 = \vec{p}_2 - \vec{p}_4,$$

le diagramme a décrit l'interaction électromagnétique usuelle entre deux particules de Dirac. L'interprétation de ce diagramme conduit à la section efficace de Corben et Schwinger.

La réduction de la charge efficace et du moment magnétique anormal du proton par le nuage mésique s'explique qualitativement par le diagramme b. Pendant un intervalle de temps Δt le proton existe sous la forme $(N + \pi^+)$. Il n'agit donc plus comme une source ponctuelle (fig. 13). Sa dimension efficace est la longueur d'onde Compton du méson π . Un méson μ relativiste est capable, pour de faibles paramètres de choc, de pénétrer dans le nuage de mésons. Il en résulte une réduction de la charge efficace.

L'interprétation des diagrammes a et b donne de nouveau la section efficace de Corben et Schwinger, mais :

— la charge efficace du proton est réduite. Elle ne s'identifie avec la charge e que pour un transfert d'énergie voisin de zéro ;

— de même K est réduit (calculs de Schiff (64) et Rosenbluth (58)) et ne tend vers la valeur statique que pour un transfert d'énergie voisin de zéro.

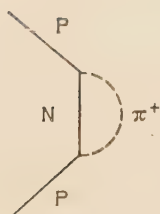


Fig. 13.

La charge du méson μ incident est elle-même affectée d'une correction radiative de quelques p. 100, due à l'émission et à la réabsorption de quantas virtuels (66).

L'addition pure et simple du terme de Pauli donnerait donc une limite supérieure (approximation statique) et cette limite supérieure est elle-même insuffisante pour expliquer les sections efficaces expérimentales, et leur loi de variation. La théorie de Rosenbluth qui limite encore la portée du terme de Pauli montre la nécessité de tenir compte, dans la contribution du champ de mésons π , d'une influence plus importante que celle du moment magnétique anormal : celle des mésons π réels.

CONTRIBUTION DES MÉSONS π RÉELS A LA FORMATION DES ÉTOILES. — Les expériences relatives à la section efficace de photoproduction des mésons π mettent en valeur le rôle essentiel des mésons π réels dans la formation des étoiles γ (61).

Si la matière nucléaire était transparente aux mésons π comme elle l'est aux photons, $\sigma_{\pi+}/Z$ et $\sigma_{\pi 0}/A$ ne varieraient pas avec le nombre atomique A de la substance traversée (à l'approximation coulombienne près). Les variations de $\sigma_{\pi+}/Z$ et de $\sigma_{\pi 0}/A$ suivant une loi en $A^{-1/2}$ montrent que les mésons π sont fortement absorbés dans la matière nucléaire ; seuls les mésons π , créés au voisinage de la surface du noyau, peuvent s'échapper sans contribuer à la formation des étoiles.

Il doit en être de même lors de la formation d'étoiles par les mésons μ (associée aux γ virtuels du champ coulombien de mésons μ). En particulier, les étoiles du type $2p$ sont certainement liées à la production de π réels. L'importance du nombre total de mésons π qui arrivent au repos dans les chambres à émulsions (et qui correspond à une section efficace $\sigma_{\mu\pi}$ de production de mésons π par des mésons μ de quelques microbarns) situe le rôle des mésons π absorbés avant de quitter le noyau.

THÉORIE PHOTO-NUCLÉAIRE. — La théorie la plus générale relative à la section efficace de formation d'étoiles par les mésons μ est basée sur l'analyse du champ coulombien suivant la méthode de Bohr, Williams et Weizsäcker et l'étude des champs mésiques (Araki). Bohr, Williams, Weizsäcker (77) ont calculé le spectre des photons virtuels associés au champ coulombien des mésons μ , en analysant l'énergie totale qui

s'écoule pendant le choc dans une couronne cylindrique de rayons $a_{\min}$, $a_{\max}$.

Pour une fréquence $\nu(k = h\nu)$:

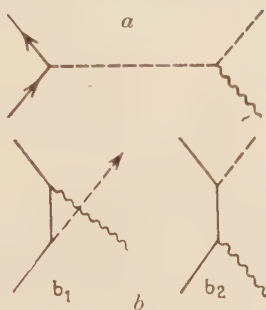
$$N(k)dk = (2/\pi) \cdot (e^2/\hbar c).$$

$$\text{Log} [(E_\mu/m_\mu c^2) \cdot (c\hbar/k) \cdot (1/a_{\min})] \cdot dk/k \quad \text{si} \quad \beta \sim 1.$$

$a_{\min}$ est la longueur d'onde Compton du méson π . La section efficace de photo-production des mésons π n'a pas été déterminée expérimentalement aux très grandes énergies. Nous devons donc utiliser les calculs

Fig. 14.

a , le photon est absorbé par le méson π ;
 b , le photon est absorbé par le nucléon;
 b_1 , méson π^+ ;
 b_2 , méson π^- ;
 $b_1 + b_2$, méson π^0 .



des théories mésiques, basés sur l'interprétation de deux diagrammes de Feynman (fig. 14). Araki (3) a montré que le diagramme — b — est prédominant dans la théorie pseudo-scalaire à cause du moment magnétique du nucléon. C'est le nucléon qui est heurté le premier. Toutefois les approximations d'ordre supérieur montrent qu'aux très grandes énergies, le proton se comporte, quant à la charge et au moment magnétique, de plus en plus comme un neutron, et réciproquement. D'autre part, la dimension d'espace essentielle n'est pas la longueur d'onde de de Broglie du nucléon heurté, mais la longueur d'onde Compton du méson π .

Nous avons construit la courbe σ_μ de la figure 15 à partir des données théoriques d'Araki (pour des mésons π pseudo-scalaires).

Discussion des valeurs expérimentales. — Pour une énergie moyenne $\bar{E} = 100$ B. e. v. (Résultats h_1 et h_2 combinés) :

$$\sigma_{\text{théorique}} = 16,8 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2/\text{neutron}$$

$$9,7 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2/\text{proton}$$

en tenant compte des π^0 (facteur $3/2$) :

$$\sigma \sim 19,6 \text{ microbarns/nucléon}$$

La même méthode donne le rapport des sections efficaces théoriques entre — 300 et — 580 m d'eau :

$$(\sigma_{580 \text{ m}} / \sigma_{300 \text{ m}})_{\text{théorique}} \sim 1,20$$

tandis que :

$$(\sigma_{1280 \text{ m}} / \sigma_{300 \text{ m}})_{\text{théorique}} \sim 1,45.$$

Conclusions. — 1° La comparaison de nos valeurs expérimentales avec celles de George et Evans traduit une augmentation de la section efficace d'interaction σ_μ avec l'énergie moyenne des mésons μ .

Pour : $\bar{E}_\mu = 15 \text{ B. e. v.} : \sigma_\mu = (5,3 \pm 1,7) \text{ microbarns}$

Pour : $\bar{E}_\mu = 100 \text{ B. e. v.} : 12 < \sigma_\mu < 18 \text{ microbarns}$

avec une erreur statistique de 40 p. 100.

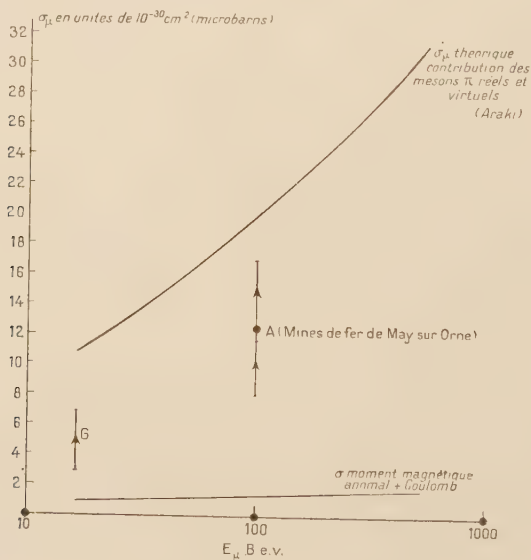


Fig. 15. — Section efficace d'interaction des mésons μ .

2° La section efficace coulombienne — même modifiée par le terme de Pauli — n'explique pas ces valeurs expérimentales (voir fig. 15). Il faut tenir compte de l'influence des mésons π réels et virtuels.

3° La loi en $\text{Log}^2 (E_\mu / m_\mu c^2)$, qui décrit cette influence pour une section efficace de photo-production constante, représente assez bien les variations de la section σ_μ expérimentale.

Entre 15 et 100 B. e. v. :

$$(\sigma_{100 \text{ Bev}}/\sigma_{15 \text{ Bev}})_{\text{expérimental}} = 2,3.$$

$$(\sigma_{100 \text{ Bev}}/\sigma_{15 \text{ Bev}})_{\text{théorique}} = 1,9.$$

Entre 80 et 100 B. e. v. :

$$(\sigma_{160 \text{ Bev}}/\sigma_{80 \text{ Bev}})_{\text{expérimental}} = 1,72 \pm 0,67.$$

$$(\sigma_{160 \text{ Bev}}/\sigma_{80 \text{ Bev}})_{\text{théorique}} = 1,20.$$

Au niveau h_3 , le flux de mésons μ relativistes est 47 fois plus faible qu'au niveau h_1 , la section efficace σ_μ ne croît pas suffisamment :

$[(\sigma_\mu)_{1280} \sim 1,45(\sigma_\mu)_{300}]$, pour donner un taux appréciable d'événements secondaires (3 protons seulement dans une chambre horizontale à 9 plaques exposées pendant 4 mois).

Nous pouvons seulement affirmer que la fréquence observée en h_3 s'oppose à une variation de σ_μ plus rapide que la variation théorique. La loi théorique en $\text{Log}^2 \{ E_\mu/m_\mu c^2 \}$ est une limite supérieure. En effet :

a) L'augmentation de la section efficace théorique cesse lorsque le paramètre a_{maximum} atteint la dimension de l'orbite électronique, c'est-à-dire pour une énergie du méson μ primaire voisine de 600 B. e. v. (42).

b) Les interactions relatives à des paramètres d'impact inférieurs à la longueur d'onde Compton du méson μ apportent une certaine contribution à la section efficace.

c) L'hypothèse d'une opacité totale du noyau aux mésons π n'est plus valable à 10^{11} eV. Il faudrait donc examiner la probabilité avec laquelle les mésons π formés dans le noyau, et dont les énergies sont supérieures à 300 MeV, participent à la formation des étoiles. Ils peuvent être réabsorbés dans le même noyau, lequel devient excité et émet par exemple quelques neutrons.

d) Le calcul d'Araki est basé sur l'intervention d'un seul méson π . Une production plurale modifierait sensiblement la section photo-nucléaire.

e) L'application des approximations d'ordre supérieur devrait donner les mêmes valeurs de la section efficace pour le proton et le neutron.

Toutefois jusqu'à 600 B. e. v. (2 000 m d'eau) la loi en :

$$\text{Log}^2 \{ E_\mu/m_\mu c^2 \}$$

définit une bonne approximation.

BIBLIOGRAPHIE

1. E. AMALDI. — *Il Nuovo Cimento* (Supplemento), 1954, **2**, 406.
2. M. ANNIS, W. CHESTON et P. PRIMAKOFF. — *Rev. Mod. Phys.*, 1953, **25**, 818.
3. ARAKI. — *Sci. Pap. Inst. Phys. Chem. Res.*, Tokyo, 1941, **39**, 14 ; *Progr. on. Theor. Phys.*, 1950, **5**, 507.
4. R. ARMENTEROS, B. GREGORY, A. HENDEL, A. LAGARRIGUE, L. LEPRINCE-RINGUET, F. MULLER et C. PEYROU. — *Il Nuovo Cimento*, 1955, **5**, 915.
5. M. et L. AVAN. — *C. R. A. S. (Comptes Rendus)*, 1955, **241**, 1284.
6. L. et M. AVAN. — *Comptes Rendus*, 1955, **241**, 1122.
7. G. BARONI, G. CORTINI, A. MILONE, L. SCARSI et G. VANDERHAEGHE. — *Il Nuovo Cimento*, 1953, **10**, 1653.
8. P. H. BARRETT, L. M. BOLLINGER, G. COCCONI, Y. EISENBERG et K. GREISEN. — *Rev. Mod. Phys.*, 1953, **24**, 133.
9. E. BERRETTA, I. FILOSOFO, G. PUPPI et B. SOMMACAL. — *Il Nuovo Cimento*, 1953, **10**, 1354.
10. M. M. BLOCK, D. T. KING et W. W. WADA. — *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 1627.
11. L. M. E. T. BOOTH, H. BYFIELD et J. KESSLER. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 685.
12. H. S. BRIDGE, H. DESTAEBLER, B. ROSSI et B. SREEKANTAN. — *Il Nuovo Cimento*, 1955, **5**, 874.
13. P. BUDINI et G. MOLIÈRE. — *Kosmische Strahlung* (W. Heisenberg), Berlin, 1953, 380.
14. U. CAMERINI, W. O. LOCK et D. PERKINS. — *Progress in Cosmic Rays Physics*, Amsterdam, 1952, 23.
15. G. F. CHEW — *Annual Review of Nuclear Sciences* (Subnuclear Particles), 1953.
16. R. F. CHRISTY et S. KUSAKA. — *Phys. Rev.*, 1941, **59**, 414.
17. G. COCCONI et V. COCCONI-TONGIORGI. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 29.
18. G. COCCONI et V. TONGIORGI. — *Phys. Rev.*, 1950, **81**, 339.
19. M. CONVERSI, E. PANCINI et P. PICCIONI. — *Phys. Rev.*, 1945, **68**, 232 ; 1947, **71**, 209.
20. CORBEN et J. SCHWINGER. — *Phys. Rev.*, 1940, **58**, 953.
21. M. COSYNS et G. VANDERHAEGHE. — *Bull. Centr. Phys. Nucl.* (Bruxelles).
22. P. CUËR et M. MORAND. — *Comptes Rendus*, 1947, **225**, 1146.
23. I. CURIE. — *Journ. Phys. et Rad.*, 1949, **7**, 11.
24. C. C. DILWORTH, G. P. S. OCCHIALINI et PAYNE. — *Nature* (Londres), 1948, **162**, 102.
25. EHMERT. — *Zeit. Phys.*, 1937, **106**, 751.
26. H. FARAGGI et G. ALBOUY. — *Comptes Rendus*, 1948, **226**, 717.
27. E. FERMI. — *Elementary Particles* (Yale University Press), 1951.
28. E. FERMI. — *Phys. Rev.*, 1940, **57**, 485.
29. E. FERMI. — *Progr. Theor. Phys.*, 1950, **5**, 570 ; *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 683.
30. P. H. FOWLER et D. H. PERKINS. — *Phil. Mag.*, 1955, **46**, 587.

31. H. L. FRIEDMAN et J. RAINWATER. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 684.
32. E. P. GEORGE et J. EVANS. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**, 1248 ; 1951, **64**, 195 ; *Progress in Cosmic Rays Physics* (Amsterdam), **1**, 952.
33. K. GOTTSTEIN, M. G. K. MENON, G. H. MULVEY, C. O'CEALLAIGH et O. ROCHAT. — *Phil. Mag.*, 1951, **42**, 708.
34. U. HABER-SCHAIN. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 1199.
35. O. HALPERN et H. HALL. — *Phys. Rev.*, 1940, **57**, 559 ; 1948, **73**, 477.
36. S. HAYAKAWA et S. TOMONAGA. — *Progr. Theor. Phys.*, 1948, **4**, 287 ; 1949, **4**, 496.
37. S. HAYAKAWA. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 37.
38. S. HAYAKAWA et S. TOMONAGA. — 1949, **4**, 496.
39. A. HÉE. — *Comptes Rendus*, 1948, **227**, 356.
40. T. F. HOANG. — *Thèse Paris* (Ecole Polytechnique), 1950.
41. P. E. HODGSON. — *Phil. Mag.*, 1950, **41**, 725.
42. VON H. JAHN. — *Kosmische Strahlung* (W. Heisenberg), Berlin, 1953, 282.
43. M. JAKOBSON, A. SCHULTZ et J. STEINBERGER. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 802.
44. D. KESSLER et R. MAZE. — *Physica*, 1955 ; Congrès A. F. A. S., Caen, 1955.
45. D. KESSLER et R. MAZE. — *Physica*, 1952, **18**, 528.
46. S. KIKUCHI et MILLER. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 1060 ; 1951, **82**, 260.
47. W. L. KRANSKAAR. — *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 517.
48. M. MORAND, M. MOUCHARAFIEH et M. RENARDIER. — *Comptes Rendus*, 1950, **231**, 848.
49. M. MORAND, P. CUËR, EDMONT et M. MOUCHARAFIEH. — *Comptes Rendus*, 1948, **226**, 1008.
50. C. O'CEALLAIGH. — *Phil. Mag.*, 1951, **42**, 1032.
51. C. O'CEALLAIGH. — (*C. E. R. N.*), Report B. S. 11.
52. S. OLBERT. — *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 1400.
53. W. K. H. PANOFKY, R. L. AAMODT et Y. HADLEY. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 565.
54. Paris (Ecole Polytechnique).
55. D. H. PERKINS et D. M. RITSON. — *Proc. of third annual Rochester, Conference on high energy Particles*, 1952.
56. D. H. PERKINS. — *Proc. Roy. Soc., A*, 1950, **203**, 398.
57. E. PICKUP et L. VOYVODIC. — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 89.
58. S. ROSENBLUTH. — *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 615.
59. B. ROSSI. — *Il Nuovo Cimento* (Supplemento), 1955, **1**, 188.
60. B. ROSSI et K. GREISEN. — *Rev. Mod. Phys.*, 1941, **13**, 240.
61. B. ROSSI. — *High Energy Particles* (Prentice Hall, New York), 1952.
62. M. SANDS. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 180.
63. M. SCHEIN et P. S. GILL. — *Rev. Mod. Phys.*, 1939, **11**, 267.
64. L. I. SCHIFF. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 89. Stanford M. L. Report ; 1949.
65. M. SCHÖNBERG. — *Il Nuovo Cimento*, 1951, **8**, 151.
66. J. SCHWINGER. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 790.
67. F. N. SMITH, W. BIRNBAUM et W. H. BARKAS. — *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 765.
68. B. V. SREEKANTAN et S. NARANAN. — *Proc. Ind. Acad. Sci.*, 1952, **36**, 97.

69. H. K. TICHO et M. SCHEIN. — *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 81.
70. H. K. TICHO. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1337.
71. J. TIOMNO et J. A. WHEELER. — *Rev. Mod. Phys.*, 1949, **21**, 153.
72. A. V. TOLLESTRUP, J. C. KECK et R. M. WORLECK. — *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 220.
73. G. E. VALLEY et B. ROSSI. — *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 772; *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 177; *Rev. Mod. Phys.*, 1949, **21**, 35.
74. G. VANDERHAEGHE. — *Thèse*, V. L. Bruxelles, 1951.
75. VARENNE (Congrès de). — *Il Nuovo Cimento*, 1954, **2**, 229.
76. R. L. WALKER, J. G. TEADSDALE, V. Z. PETERSON et J. I. VITTE. — *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 210.
77. C. V. WEIZSÄCKER et E. J. WILLIAMS. — *Zeit. Phys.*, 1934, **88**, 612.
78. G. C. WICK. — *Il Nuovo Cimento*, 1943, **1**, 302.
79. V. C. WILSON. — *Phys. Rev.*, 1938, **53**, 908; 1943, **63**, 161.
80. H. YAGODA. — *Radioactive. Measurements with Nuclear Emulsions*, New York, 1949.
81. H. YAGODA et M. F. KAPLON. — *Phys. Rev.*, 1947, **71**, 910.
-

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION.	1
Filiation $\pi - \mu$	1
Mésons μ	2
Filiation $K - \mu$	3
Nature de la composante pénétrante sous le sol	4
Plan de travail	4
CHAPITRE PREMIER. — <i>Dispositif expérimental</i>	5
§ 1. Technique des émulsions	5
Coulage des émulsions	5
Exposition	5
Développement	6
§ 2. Contamination radioactive	6
Mesures de la paroi rocheuse.	6
Mesures à l'aide des poudres.	7
Dosage en section polie	7
§ 3. Sensibilité des émulsions. Conservation des images latentes	8
§ 4. Caractéristiques des émulsions	9
Densité de grains	9
Densité de lacunes.	11
Diffusion coulombienne	12
CHAPITRE II. — <i>Intensité et distribution angulaire des mésons μ aux grandes profondeurs</i>	12
§ 1. Méthode de mesure	12
Plaques horizontales	13
Plaques verticales	13
§ 2. Résultats expérimentaux à — 300, — 580, — 1 280 m d'eau. .	13
§ 3. Influence des conditions expérimentales sur l'exposant η . .	14
§ 4. Relation parcours-énergie	15
§ 5. Composante molle.	16

§ 6. (Tableau III) Intensité et distribution angulaire des mésons μ	17
§ 7. Filiation des mésons μ relativistes.	17
Filiation $\pi - \mu$	17
Filiation K	17
Conclusions	20
CHAPITRE III. — <i>Interactions nucléaires des mésons μ</i>	21
§ 1. Données expérimentales	21
§ 2. Fréquence des étoiles aux trois niveaux	22
— 300 m	22
— 580 et — 1 280 m	23
§ 3. Particules secondaires isolées	23
§ 4. Section efficace expérimentale des mésons μ	25
Définition de la section efficace	25
Rôle des particules secondaires	25
Méthode d'Hayakawa	25
Détermination expérimentale de la section efficace totale	25
Estimation statistique.	28
Section efficace spécifique des mésons μ de 100 B. e. v.	28
Variation de σ_μ avec la profondeur.	30
Protons de la réaction (n, p)	30
§ 5. Interactions des mésons μ avec la matière	31
Aspects théoriques	31
Théorie électromagnétique	31
Influence du moment magnétique anormal	32
Théorie de Rosenbluth	35
Contribution des mésons π réels.	36
Théorie photonucléaire	36
Conclusions	38
BIBLIOGRAPHIE	40

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Les hyperons.

Vu :

Le Président de la Thèse,

M. SCHERER.

Vu :

Le Doyen,

F. MOREAU.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Caen, le 6 octobre 1955.

Le Recteur,

Président du Conseil de l'Université,

P. DAURE.

